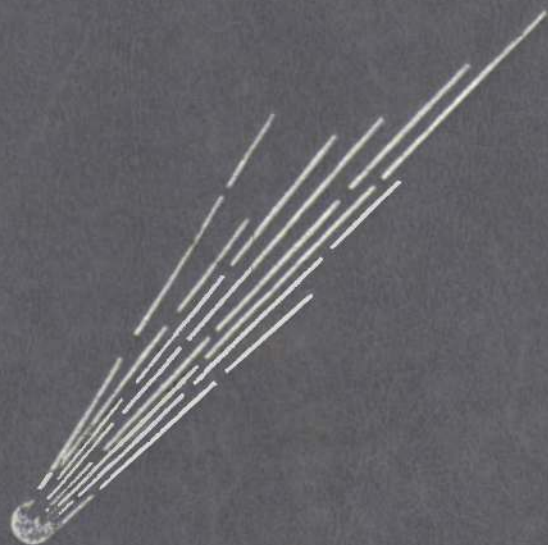


Д. Я. МАРТЫНОВ  
КУРС ОБЩЕЙ АСТРОФИЗИКИ

Д. Я. МАРТЫНОВ

---

КУРС  
ОБЩЕЙ  
АСТРОФИЗИКИ



Д. Я. МАРТЫНОВ

# КУРС ОБЩЕЙ АСТРОФИЗИКИ

ИЗДАНИЕ ЧЕТВЕРТОЕ,  
ПЕРЕРАБОТАННОЕ И ДОПОЛНЕННОЕ

*Допущено Министерством  
высшего и среднего специального образования СССР  
в качестве учебника для студентов университетов,  
обучающихся по специальности «Астрономия»*



МОСКВА «НАУКА»  
ГЛАВНАЯ РЕДАКЦИЯ  
ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКОЙ ЛИТЕРАТУРЫ  
1988



ББК 22.63  
М29  
УДК 523 (078)

**Мартынов Д. Я.** Курс общей астрофизики: Учеб. для вузов.—  
4-е изд., перераб. и доп.— М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1988.—  
640 с.  
ISBN 5-02-013875-4

Новое издание известного учебника, включающее изменения и дополнения, связанные с новыми результатами в области астрофизики, полученными за последнее десятилетие. Новый материал внесен в главы о Солнце, пульсарах, рентгеновских двойных звездах, вспыхивающих и сверхновых звездах. Существенно изменены разделы, посвященные строению Галактики, активным галактикам, комете Галлея, и ряд других.

3-е изд.— в 1979 г.

Для студентов, аспирантов и преподавателей университетов.

Таблиц 30. Ил. 245. Библиогр. 176 назв.

Рецензент

доктор физико-математических наук *И. Д. Новиков*

Учебное издание

*МАРТЫНОВ Дмитрий Яковлевич*

КУРС

ОБЩЕЙ АСТРОФИЗИКИ

Заведующий редакцией *Г. С. Куликов*

Редактор *М. М. Дагаев*

Художественный редактор *Т. Н. Кольченко*

Технический редактор *Е. В. Морозова*

Корректор *Н. Б. Румянцева*

ИБ № 12754

Сдано в набор 21.10.87. Подписано к печати 04.08.88. Т-17728. Формат 60×90/16. Бумага тип. № 1. Гарнитура литературная. Печать высокая. Усл. печ. л. 40,25. Усл. кр.-отт. 40,5. Уч.-изд. л. 45,79. Тираж 7000 экз. Заказ № 1761. Цена 1 р. 80 к.

Ордена Трудового Красного Знамени  
издательство «Наука»  
Главная редакция  
физико-математической литературы  
117071 Москва В-71, Ленинский  
проспект, 15

Ордена Октябрьской Революции и ордена  
Трудового Красного Знамени МПО «Первая  
Образцовая типография» имени А. А. Жданова  
Союзполиграфпрома при Государственном  
комитете СССР по делам издательств,  
полиграфии и книжной торговли.  
113054, Москва, Валовая, 28

Отпечатано во 2-й типографии издательства  
«Наука», 121099 Москва Г-99, Шубинский  
пер., 6 Зак. 2059

М 1705040000—153  
053(02)—88 157-88

ISBN 5-02-013875-4

© Издательство «Наука».  
Главная редакция  
физико-математической  
литературы, 1979; 1988.  
с изменениями

## ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие к четвертому изданию . . . . .	9
Из предисловия к третьему изданию . . . . .	10
Из предисловия ко второму изданию . . . . .	10
Из предисловия к первому изданию . . . . .	11

### Глава I

#### СОЛНЦЕ

§ 1. Общие сведения . . . . .	13
Внешний вид Солнца. Фотосфера (13). Вращение Солнца (17). Периодичность солнечной пятнообразовательной деятельности (19).	
§ 2. Элементы теории солнечной атмосферы . . . . .	21
Перенос энергии в атмосфере Солнца (21). Уравнение лучистого равновесия и его приближенное решение (23). Модель солнечной атмосферы (27). Конвекция в солнечной атмосфере (29). Ионизация солнечного вещества (31). Солнечная плазма и ее взаимодействие с магнитными полями (35).	
§ 3. Солнечный спектр. Химический состав Солнца . . . . .	38
Химический состав Солнца. Качественный анализ (41). Количественный химический анализ солнечной атмосферы (42).	
§ 4. Верхняя атмосфера Солнца . . . . .	44
Обращающий слой и хромосфера. Причина их видимости за пределами солнечного диска (44). Наблюдения хромосферы на диске Солнца. Спектрогелиограф (47). Хромосферные факелы, флоккулы и волокна. Спиккулы (49). Протуберанцы (53). Физическое состояние хромосферы. Волновые движения в атмосфере Солнца (55).	
§ 5. Солнечная корона . . . . .	59
Физическое состояние короны (62). Эмиссионный спектр короны и его интерпретация (64). Радионизлучение короны и хромосферы (66). Непрерывное излучение короны. Распределение плотности и температуры в хромосфере и короне (68).	
§ 6. Нестационарные процессы на Солнце . . . . .	72
Обнаружение магнитных полей на Солнце (72). Солнечные пятна и их магнитные поля (77). Природа солнечных пятен. Активные области на Солнце. Супергрануляция (81). Протуберанцы (85). Проявление солнечной активности в короне (89). Солнечные вспышки (92). Спорадическое радионизлучение Солнца (98). Корпускулярное излучение Солнца (99).	
§ 7. Связь между солнечными и земными явлениями . . . . .	100
Солнце и магнитные явления на Земле (101). Полярные сияния (102). Верхняя атмосфера Земли. Ионосфера. Воздействие на них Солнца (103). Явления на Земле, происходящие во время периодов повышенной солнечной активности (106). Радиационные пояса Земли (107). Движение корпускулярных потоков в межпланетном пространстве (110). Солнечный ветер и магнитосфера Земли (112).	
Задачи к главе I . . . . .	114
Список литературы к главе I . . . . .	115

## Глава II

## ЗВЕЗДНЫЕ АТМОСФЕРЫ

§ 8. Спектры звезд . . . . .	117
Физические основания гарвардской спектральной классификации (117). Различия в спектрах гигантов и карликов (121). Влияние разных физических факторов на вид и интенсивность спектральных линий (122). Спектральные параллаксы и двумерная спектральная классификация (126).	
§ 9. Модели звездных атмосфер. Химический состав звезд . . . . .	129
Модели звездных атмосфер. Средний химический состав атмосфер звезд (129). Уклонения химического состава звезд от среднего (133). Спектры белых карликов (137). Звезды пониженной светимости (139). Магнитные переменные звезды (140). Влияние вращения звезды на ее спектр (142). Эффект турбулентности (144).	
§ 10. Взаимные связи между внешними характеристиками звезд . . . . .	145
Диаграмма Герцшпрунга — Рессела (145). Связь между положением звезды на диаграмме Г — Р и ее движением в Галактике (147). Звезды сферической и плоской составляющих. Различие их диаграмм Г — Р (148). Разнообразие светимостей и размеров звезд (150).	
Задачи к главе II . . . . .	151
Список литературы к главе II . . . . .	151

## Глава III

## ДВОЙНЫЕ ЗВЕЗДЫ И МАССЫ ЗВЕЗД

§ 11. Двойные звезды и методы их обнаружения . . . . .	152
Визуально-двойные звезды (152). Невидимые спутники звезд (156). Спектрально-двойные звезды (158). Широкие и тесные пары (160). Затменные или фотометрические двойные звезды (161).	
§ 12. Определение количественных характеристик двойных звезд . . . . .	163
Элементы орбиты визуально-двойной звезды (163). Кривая лучевых скоростей и элементы орбиты спектрально-двойной звезды (165). Определение масс компонент спектрально-двойных звезд (168). Элементы фотометрической орбиты (170). Определение эксцентриситета орбиты у затменной двойной. Вращение линии апсид (172). Определение плотности компонент фотометрических двойных звезд (173). Определение эффективной температуры затменных двойных звезд (174).	
§ 13. Массы и другие физические характеристики двойных звезд. Закон масса — светимость . . . . .	175
§ 14. Физические характеристики звезд в двойных системах . . . . .	180
Разные типы тесных двойных систем (180). Контактные системы (183). Три типа тесных двойных систем (184). Осевое вращение компонент в тесных парах (186). Газовые потоки в тесных парах (187). Многочисленность двойных звезд (192).	
Задачи к главе III . . . . .	193
Список литературы к главе III . . . . .	193

## Глава IV

## ВНУТРЕННЕЕ СТРОЕНИЕ ЗВЕЗД

§ 15. Условия равновесия внутри звезды . . . . .	194
Общие соображения. Состояние вещества в недрах звезд (194). Лучистое давление в звездах (198). Лучистый и конвективный перенос тепла внутри звезды (199). Гомологические конфигурации (202). Политропные модели звезд (203).	

§ 16. Лучеиспускание звезды . . . . .	204
Источники непрозрачности звездного вещества (204). Зависимость лучеиспускания звезды от источников энергии и непрозрачности (205).	
§ 17. Источники звездной энергии . . . . .	207
Гравитационное сжатие (207). Термоядерные источники звездной энергии (209). Протон-протонная реакция (210). Углеродно-азотный цикл (212). Трансформация гелия в звездах (214).	
§ 18. Звездные модели . . . . .	214
Белые карлики (218). Нейтронные звезды. Пульсары (221). Проверка теории по вращению линии апсид в тесных системах и по солнечным пульсациям (223).	
§ 19. Эволюция звезд . . . . .	226
Диаграмма Герцшпрунга — Рессела и эволюция звезд (226). Контракционная фаза звездной эволюции (227). Эволюция звезд на термоядерной основе (229). Эволюция к красным гигантам (230). Дальнейшая эволюция звезды (232).	
§ 20. Эволюция химических элементов . . . . .	235
Современная распространенность химических элементов во Вселенной (235). Термоядерные реакции с образованием элементов более тяжелых, чем $^{12}\text{C}$ (237). Звезды разного возраста и их химический состав (238).	
Задачи к главе IV . . . . .	239
Список литературы к главе IV . . . . .	240

## Глава V

### НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ЗВЕЗДЫ

§ 21. Цефеиды и колебательная неустойчивость звезд . . . . .	241
Основные характеристики цефеид (241). Пульсации цефеид (244). Гипотеза радиальных адиабатических пульсаций и ее затруднения (246). Новые представления о колебательных процессах у цефеид (247). Звезды типа $\beta$ Большого Пса (249). Звезды типа RV Тельца и Миры Кита (250).	
§ 22. Вынос вещества с поверхности звезд . . . . .	252
Газовые оболочки и кольца вокруг звезд (252). Звезды Вольфа — Райе (257).	
§ 23. Вращение звезд и обмен вещества внутри двойных систем . . . . .	259
Вращение звезд разных типов (260). Эволюционные изменения скорости вращения звезд (261). Происхождение вращения звезд (263). Обмен вещества внутри тесных двойных систем. Аккреция. Эволюционные следствия (264).	
§ 24. Новые и сверхновые звезды . . . . .	267
Светимость, амплитуды вспышек и число новых звезд (268). Спектральные изменения у новых звезд (271). Физические процессы во время вспышки новой звезды (274). Двойственность новых звезд (277). Сверхновые звезды (280). Остатки вспышек сверхновых звезд. Крабовидная туманность. Пульсары (284).	
§ 25. Карликовые вспыхивающие звезды. Другие случаи нестационарности. Рентгеновские звезды . . . . .	290
Звезды типа U Близнецов. Симбиотические звезды (290). Вспыхивающие звезды типа UV Кита (296). Звезды типов T Тельца, RW Возничего и T Ориона (298). Нестационарные звезды в рентгеновском диапазоне (300).	
Задачи к главе V . . . . .	308
Список литературы к главе V . . . . .	308

## Глава VI

## ДИФФУЗНОЕ ВЕЩЕСТВО В ПРОСТРАНСТВЕ

§ 26.	Межзвездная пыль . . . . .	311
	Высокая способность пыли задерживать проходящий свет (311). Зависимость ослабления света пылью от длины волны (313). Практическое определение общего ослабления света в заданном направлении (315). Облачная структура пылевой среды в Галактике (317). Распределение межзвездной пыли в Галактике (319). Светлые пылевые туманности (320). Световое давление на пылевые частицы (322). Межзвездная поляризация света звезд (323). Ориентирование межзвездных пылевых частиц магнитными полями (324).	
§ 27.	Газовая составляющая межзвездной среды . . . . .	325
	Межзвездные спектральные линии Ca, Na и других элементов и молекул (325). Газовый галактический субстрат (327). Излучение межзвездного нейтрального водорода на волне 21 см (329). Молекулы, обнаруженные в межзвездном пространстве радиометодами (335). Относительная роль газа и пыли в межзвездном пространстве (339). Электроны в межзвездном пространстве. Области HII и HI (340).	
§ 28.	Газовые туманности . . . . .	343
	Планетарные туманности (343). Флуоресценция вещества планетарной туманности (345). Температуры ядер планетарных туманностей (347). Запрещенные линии в спектрах планетарных туманностей (348). Электронные температуры планетарных туманностей (349). Непрерывный спектр планетарных туманностей. Их массы (350). Расширение планетарных туманностей (352). Поле лаймановского излучения в планетарных туманностях (353). Граница планетарной туманности (354). Ядра планетарных туманностей (357). Происхождение планетарных туманностей (358). Диффузные газовые туманности (358). Области HII и их размеры (361). Взаимодействие газа и излучения горячей звезды. Движения внутри газовой туманности (363). Радиоизлучение газовых туманностей (366). Крабовидная туманность — источник радиоизлучения Телец А (368). Тормозное излучение релятивистских электронов как источник свечения Крабовидной туманности (370). Крабовидная и некоторые другие туманности как остатки вспышек сверхновых (373). Физические процессы в пульсарах (375).	
§ 29.	Физическое состояние межзвездного вещества в Галактике . . . . .	379
	Температура тела, помещенного в межзвездном пространстве (379). Энергетический баланс у частиц межзвездной среды (381). Радиоизлучение из межзвездного пространства Галактики (386). Космические лучи в Галактике (388). Магнитные поля в Галактике (390). Конденсации межзвездного вещества и звездообразование (394). Центральные области Галактики (399). Особенности расположения и движения газовых масс в Галактике (404). Межзвездный газ в Галактике (резюме). Активность ядра Галактики (407).	
	Задачи к главе VI . . . . .	409
	Список литературы к главе VI . . . . .	411

## Глава VII

## ГАЛАКТИКИ И МЕТАГАЛАКТИКА

§ 30.	Физические характеристики галактик . . . . .	415
	Классификация галактик. Общие физические характеристики галактик (415). Вращение галактик. Их массы (422). Красное смещение в спектрах галактик (423). Закон Хаббла. Постоянная Хаббла (425). Структура Метагалактики. Скопления галактик. Группы галактик	



(426). Звездообразование в галактиках (431). Невидимое вещество в галактиках и их скоплениях (431).	
§ 31. Радиогалактики и нестационарные процессы в галактиках . . . . .	435
Радиоизлучение нормальных галактик (435). Радиогалактики (435). Галактики Сейферта (441). Активные галактики и признаки взрыва в них (445). Квазары и родственные им объекты (447). Спектральный индекс радиоизлучения. Возраст радиогалактик (457). Общие запасы энергии в галактиках (460).	
§ 32. Галактики и космология . . . . .	461
Задачи к главе VII . . . . .	464
Список литературы к главе VII . . . . .	465

## Глава VIII

### СОЛНЕЧНАЯ СИСТЕМА. ПЛАНЕТЫ И ИХ СПУТНИКИ

§ 33. Изучение физических характеристик планет . . . . .	468
Фотометрический анализ планетных поверхностей и атмосферы (468). Поляриметрия планет (477). Спектральный анализ планетных атмосфер (480). Спектральное определение вращения планет (483). Планетные температуры. Теория. Роль атмосферы (485). Различные методы определения планетных температур (487). Радиолокационные методы изучения планет (489). Устойчивость планетных атмосфер во времени (492).	
§ 34. Планеты земной группы . . . . .	494
Меркурий (494). Венера. Температура. Парниковая модель атмосферы. Вращение (496). Марс. Особенности его поверхности. Их изменения во времени (506). Атмосфера Марса (513). Температура Марса (515). Вода на Марсе. Жизнь на Марсе? (517). Малые планеты (522).	
§ 35. Луна . . . . .	527
Атмосфера Луны (527). Температурный режим на Луне (528). Морфология лунной поверхности (531). Внутреннее строение Луны (542). Образование современного лунного ландшафта (543).	
§ 36. Внешние планеты Солнечной системы . . . . .	549
Юпитер (549). Сатурн (559). Уран и Нептун (563). Плутон (567).	
Задачи к главе VIII . . . . .	568
Список литературы к главе VIII . . . . .	569

## Глава IX

### СОЛНЕЧНАЯ СИСТЕМА. КОМЕТЫ И МАЛЫЕ ТЕЛА СОЛНЕЧНОЙ СИСТЕМЫ

§ 37. Кометы . . . . .	571
Общая характеристика комет (571). Образование кометных форм (574). Механическая теория кометных форм (576). Спектры комет (577). Блеск кометы и его изменения (580). Давление света на кометные частицы (581). Солнечная активность как источник возникновения кометных форм (583). Распад комет. Происхождение комет (584). Комета Галлея в 1986 г. (587).	
§ 38. Метеоры . . . . .	590
Общие характеристики метеоров. Способы их наблюдения (590). Метеорные потоки и спорадические метеоры (593). Явления при вторжении метеорного тела в земную атмосферу (594). Радиолокационные наблюдения метеоров (596). Массы метеорных тел (598). Метеориты и их классификация (599). Возраст метеоритов (602). Метеоритные кратеры и воронки (605). Тунгусский метеорит (608).	

§ 39. Метеорное и пылевое вещество в межпланетном пространстве . . .	609
Метеорные рои и связь их с кометами (609). Микрометеориты (614).	
Метеорное вещество вокруг Земли (615). Зодиакальный свет (616).	
Пылевая и газовая составляющие в межпланетном пространстве	
(617). Движение малой частицы в поле тяготения и излучения Солн-	
ца (619). Противосияние (621).	
Задачи к главе IX . . . . .	622
Список литературы к главе IX . . . . .	623
Алфавитный указатель . . . . .	625

## ПРЕДИСЛОВИЕ К ЧЕТВЕРТОМУ ИЗДАНИЮ

Четвертое издание этой книги подготовлено девять лет спустя после третьего. Вероятно, это следовало сделать двумя годами раньше, потому что поток новых идей и результатов астрофизических исследований идет все нарастающими темпами, и семилетний срок между изданиями, по-видимому, был бы предпочтительнее. Как и прежде, пришлось не просто добавлять изложение новых достижений в науке, но и кое-что перестраивать, удалять и перерабатывать, чтобы не увеличивать объема книги. Некоторые параграфы оставлены без изменений, вопреки желанию их расширить, чтобы не перегружать студентов.

Наиболее серьезно переработаны главы о Солнце, о физике нестационарных звезд и особенно о рентгеновских двойных звездах, о межзвездной среде и строении Галактики, о галактиках и их совокупностях. В главы о Солнечной системе были внесены существенные дополнения в связи с успехами в изучении Венеры, Урана и кометы Галлея — блестящими успехами космических методов.

Существенно обновлены списки литературы по главам. Числовые данные, приводимые в книге, не всегда являются самыми свежими. Для проведения приближенных расчетов они достаточны, в ответственных же расчетах читатель все равно будет обращаться к справочникам.

Как и в предыдущие годы, мне помогали советами и оформлением рукописи в печать многие лица, которым я здесь выражаю свою благодарность. Особенно хочу отметить помощь доктора физико-математических наук М. А. Лившица, кандидата физико-математических наук В. М. Липунова, К. А. Постнова и инженеров Т. А. Бирули и А. И. Халиуллиной.

Не могу не отметить с благодарностью редакторский труд покойного М. М. Дагаева, успевшего просмотреть книгу еще в рукописи.

Москва  
сентябрь 1986

## ИЗ ПРЕДИСЛОВИЯ К ТРЕТЬЕМУ ИЗДАНИЮ

Новое издание этой книги потребовалось спустя семь лет после предыдущего. С одной стороны, книга была быстро распродана, а с другой, и это главное — множество важных астрофизических открытий сделало учебник, изданный в 1971 г., устаревшим в целом ряде разделов. Некоторые утверждения второго издания пришлось заменить новыми либо внести в них поправки, а многие параграфы переделать. Это относится прежде всего к главе VIII — «Планеты и их спутники», которую пришлось написать заново.

Все названные изменения отражают прогресс астрофизики, связанный с растущим проникновением в нее новейших методов в радиоастрономии, рентгеновской и инфракрасной астрономии и, конечно, внеатмосферных исследований, включающих посадку космических лабораторий на поверхность планет.

Москва  
октябрь 1977

*Д. Я. Мартынов*

## ИЗ ПРЕДИСЛОВИЯ КО ВТОРОМУ ИЗДАНИЮ

Со времени первого издания этой книги прошло шесть лет. За прошедшие годы астрофизика испытала бурное развитие во многих направлениях. Прочно вошли в ее круг квазары и другие нестационарные галактики. Были открыты рентгеновские звезды и пульсары, ставшие предметом многочисленных экспериментальных и теоретических исследований. Серьезные сдвиги произошли в наших представлениях о физике межзвездной среды. Огромные успехи в изучении Луны и планет принесли триумфальные полеты межпланетных космических кораблей и межпланетных станций «Венера-4, 5, 6, 7», «Маринер-4, 5, 6, 7», «Луна-9, 13, 16», «Союз-3» и «Зонды», «Лунар Орбитеры» и совершившие посадку на Луну корабли «Аполлон-11» и «Аполлон-12».

Было невозможно в новом издании книги избежать изложения всех этих блестящих результатов. Чтобы объем книги не слишком сильно возрос, автор при изложении других разделов «Курса» ограничился лишь исправлением ошибок и опечаток. Наоборот, много дополнений

внесено в главе VII в связи с исследованием квазаров, сейфертовских галактик и новыми открытиями в области морфологии необычных типов галактик.

Москва  
сентябрь 1970

Д. Я. Мартынов

## ИЗ ПРЕДИСЛОВИЯ К ПЕРВОМУ ИЗДАНИЮ

Настоящая книга является естественным продолжением «Курса практической астрофизики», вышедшего в свет в Физматгизе в 1960 г., и составлена в соответствии с программой курса «Общей астрофизики», действующей в Московском университете. Благодаря тому, что в «Курсе практической астрофизики» *методы и инструменты*, применяемые в астрофизике, рассмотрены очень подробно, автор смог теперь сосредоточить все свое внимание на изложении *результатов* астрофизического исследования, отвлекаясь в сторону методических подробностей только в исключительных случаях.

Отбор материала для этой книги представлял большие трудности. Астрофизика — наука, очень быстро развивающаяся и привлекающая к себе широкий интерес со стороны представителей других наук и широкого круга читателей-неспециалистов. Но многие ее наиболее оживленно обсуждаемые сегодня проблемы весьма далеки от решения. Включение этих проблем (широко освещаемых в популярной литературе) в настоящую книгу привело бы к загромождению памяти студента недостаточными данными, а полное исключение их — к тому, что книга не подвела бы читателя к современной астрофизике, а лишь к астрофизике минувшего (если не более отдаленного) десятилетия. Автор избрал средний путь, избегая наиболее сенсационные сюжеты, поскольку они могут привести читателей к ложным или преждевременным выводам в очень ответственных вопросах. Но, конечно, немалое число новых проблем, изложенных в этой книге, найдет в будущем иное решение.

Другая трудность — тесное переплетение астрофизики и звездной астрономии. Провести разграничительную линию здесь невозможно, и автор считал, что лучше вторгаться в область звездной астрономии, нежели избегать ее вторжений в астрофизику. В частности, проблемы внегалактической астрономии, составлявшие ранее специфический раздел звездной астрономии, приобрели за последние десятилетия столь богатое астрофизическое содержание, что автор посвятил им специальную главу.

Автор отдает себе отчет в том, что книга может содержать и отдельные ошибки и более крупные недостатки. Но он просит читателей учесть, что предлагаемая книга не имеет предшественников ни в отечественной,



ни в зарубежной литературе, и что он не имел возможности следовать чьему-либо примеру.

Часть материала напечатана мелким шрифтом. Этот текст студент может пропустить без ущерба для усвоения предмета. Впрочем, преподаватель может выпускать при чтении курса и более крупные разделы книги по своему усмотрению.

Москва  
октябрь 1964

*Д. Я. Мартынов*

## СОЛНЦЕ

## § 1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ

Солнце — типичная звезда. Изучение этой, ближайшей к нам звезды дает возможность представить себе важнейшие характеристики звезд вообще и догадываться по аналогии о таких деталях физических явлений у отдельных звезд, которые нельзя наблюдать из-за их удаленности. Солнце — центральное светило нашей планетной системы, и физические процессы, протекающие в нем, в значительной степени определяют также физику планет, по крайней мере ближайших к Солнцу.

Наблюдателю Солнце всегда представляется идеально круглым диском с резким краем. Действительная его форма — шар. Различные разделы астрономии дают следующие количественные характеристики Солнца (таблица 1)\*):

Таблица 1

Физические характеристики Солнца

Радиус $R^*)$	$6,960 \cdot 10^{10}$ см
Объем $V$	$1,412 \cdot 10^{33}$ см <sup>3</sup>
Масса $M$	$1,991 \cdot 10^{33}$ г
Средняя плотность $\bar{\rho}$	$1,410$ г/см <sup>3</sup>
Ускорение силы тяжести на поверхности $g$	$2,74 \cdot 10^4$ см/с <sup>2</sup>
Полное излучение $L$	$3,86 \cdot 10^{33}$ эрг/с
Излучение с 1 см <sup>2</sup> поверхности $E$	$6,35 \cdot 10^{10}$ эрг/(с·см <sup>2</sup> )
Эффективная температура $T_e$	5785 К
Спектральный класс	dG2
Абсолютная звездная величина в системе $V$ $M_V$	4,77 <sup>m</sup>
Абсолютная болометрическая звездная величина $M_b$	4,74 <sup>m</sup>

\*) В книге будут употребляться обозначения с применением знака Солнца в индексе, например,  $R_{\odot}$ ,  $L_{\odot}$ .

## ВНЕШНИЙ ВИД СОЛНЦА. ФОТОСФЕРА

Яркость солнечного диска не одинакова, а уменьшается от центра к краю (рис. 1). Это явление называется потемнением к краю диска. Оно больше в ультрафиолетовых лучах, меньше в визуальных и еще

\*) Астрофизические характеристики см. в книге: Мартынов Д. Я. Курс практической астрофизики. — М.: Наука, 1977. В дальнейшем ссылки на эту книгу даются под шифром КПА с указанием страницы.

меньше в инфракрасных. Потемнение к краю диска Солнца перестает быть заметным при длинах волн 8—10 мкм. Кроме того, диск Солнца имеет бесчисленные мелкие неоднородности яркости, придающие ему зернистый вид. Явление это, называемое *грануляцией*, — постоянное свойство солнечной поверхности, но наблюдается оно с трудом из-за

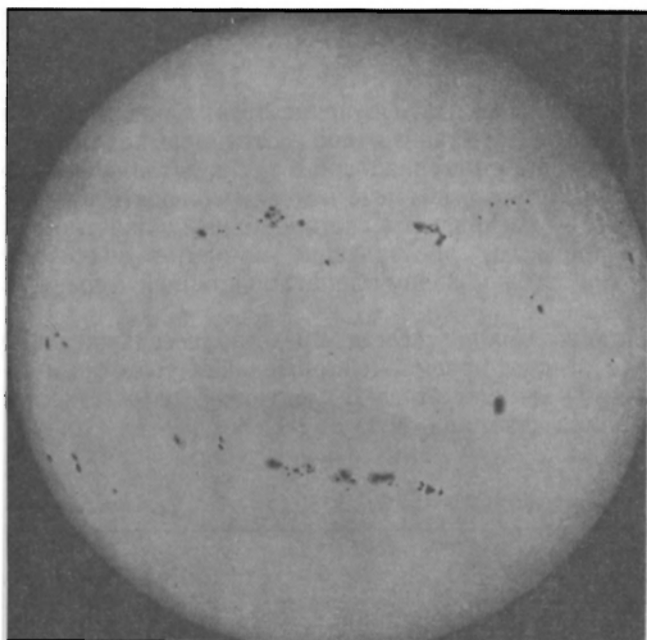


Рис. 1. Фотография Солнца, полученная 25 декабря 1957 г., когда на Солнце наблюдалось особенно много пятен (относительное число Вольфа  $W=257$ ). На краю диска заметно потемнение и видны факелы

того, что зерна (гранулы) имеют очень малые угловые размеры, отчего их изображения замываются при сколько-нибудь неспокойной земной атмосфере. Рассеяние в атмосфере также стирает различия яркости светлых и темных мест грануляции. Солнечная грануляция известна давно, главным образом на основании визуальных наблюдений; лучшие фотографии ее получают в наше время с помощью телескопов, установленных на высотных аэростатах и самолетах, в условиях относительного спокойствия атмосферы и весьма малых изменений ее оптической однородности (рис. 2).

Угловые размеры гранул составляют в среднем 1—1,5". Редко встречаются много меньшие (до 0,3") и много большие (до 10") гранулы. Полутора угловым секундам соответствует на Солнце расстояние около 1000 км — таковы средние линейные размеры солнечных гранул. Гранулы — нестойкие образования, в среднем они существуют 7—

10 минут. Они на 35—40 % ярче, чем промежутки между ними. Это означает, что их температура превышает окружающую на 350—400 К.

Другим типичным образованием солнечной поверхности являются *солнечные пятна* (см. рис. 2), которые почти всегда присутствуют на Солнце, а в иные годы бывают очень многочисленны. Большинство их имеет размеры меньше 1' (~43 000 км), но нередко пятна или группы

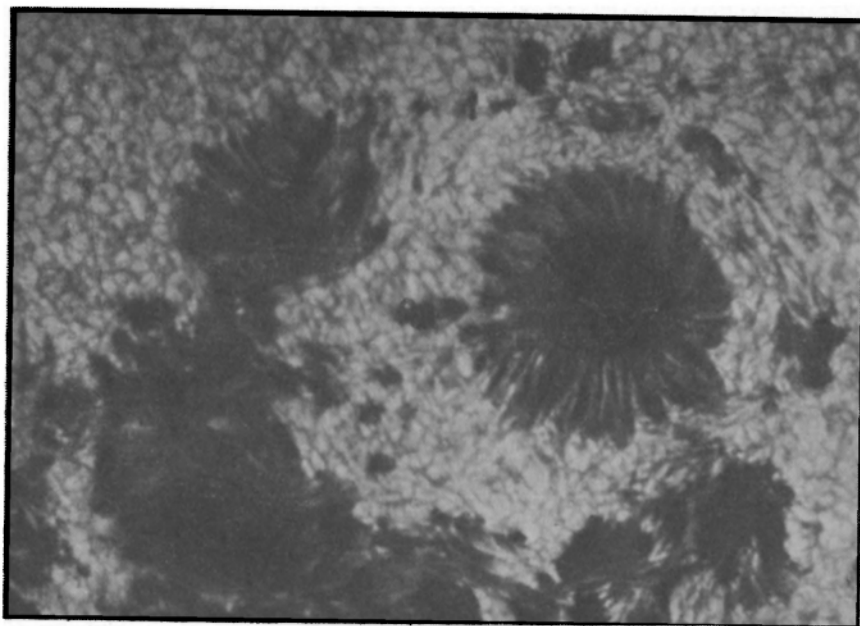


Рис. 2. Солнечное пятно и солнечная грануляция. Снимок получен с аэростата («Стратостат-1» Принстонской обсерватории) на высоте 24 км

их (рис. 3) весьма большие, легко видимые невооруженным глазом (глаз, однако, должен быть при этом чем-либо защищен от чрезмерного светового потока). Самое крупное пятно, зарегистрированное до сих пор, имело площадь, равную 0,006 площади видимой солнечной полушария, и угловой поперечник свыше 4' (до 185 000 км). Впрочем, таких больших размеров достигают лишь пятна, имеющие сложную структуру. Что касается нижнего предела размеров пятен, то его установить трудно. Темный промежуток между раздвинувшимися в разные стороны гранулами можно уже считать миниатюрным пятном диаметром 3—4". Такое образование имеет, впрочем, специальное название — *пóра*. Однако настоящее пятно имеет довольно сложное строение, которым *пóра* не обладает. В пятне различают бесструктурное *ядро*, или *тень*, и *полутень*, где наблюдается большое количество радиально вытянутых волокон. Последние можно рассматривать как деформированные гра-

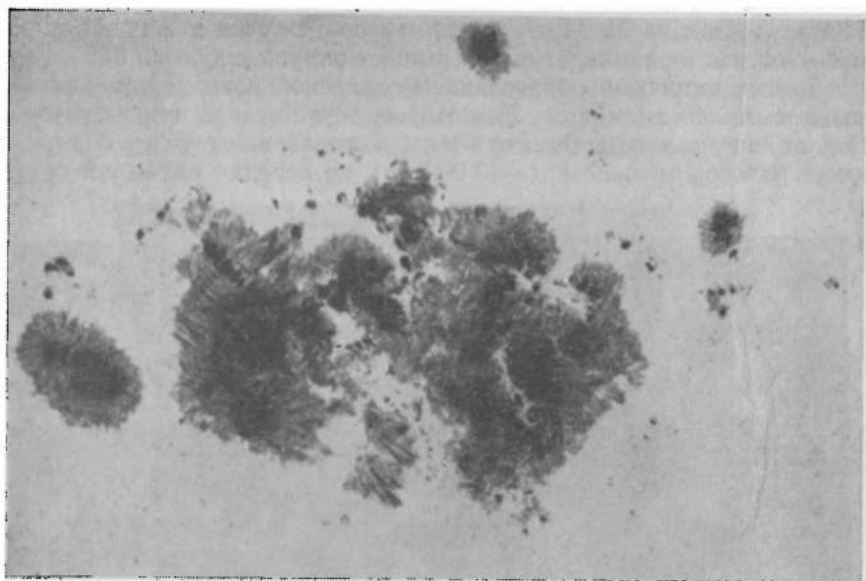


Рис. 3. Большая группа солнечных пятен 17 мая 1951 г.



Рис. 4. Группа пятен вблизи края солнечного диска и факелы вокруг нее (4 июля 1939 г.).



нулы. Только длительность их существования измеряется часами, т. е. значительно дольше, чем у гранул.

Ядро и визуально, и на фотографиях представляется очень темным, но это лишь по контрасту с окружающим фоном. Недавно было обнаружено, что и ядро пятна обладает грануляцией. Спектрофотометрическое сравнение пятен с фоном указывает на температуру пятна около 4500 К, что значительно превышает температуру вольтовой дуги. Интегральное излучение пятна, измеренное при помощи термоэлемента, составляет около четверти излучения такого же участка нормальной солнечной поверхности, откуда следует, что температура пятна равна приблизительно 4100 К.

На краю солнечного диска при хороших изображениях можно наблюдать довольно большие светлые образования неправильной, несколько волокнистой формы, так называемые *факелы* (рис. 4), или — когда они имеют весьма большие размеры и сложную структуру — *факельные поля*.

Грануляция, пятна и факелы — образования, наблюдаемые на Солнце в интегральном свете (а не только в свете избранных участков спектра), принадлежат тому несколько неопределенному уровню газообразного Солнца, от которого мы получаем подавляющую долю лучистой энергии, исходящей от всего Солнца, в частности свет. Этот уровень определяет собой и видимую границу Солнца. Он называется *фотосферой*. Итак, грануляция, пятна и факелы — фотосферные образования.

## ВРАЩЕНИЕ СОЛНЦА

Солнечные пятна видимым образом перемещаются по солнечному диску от восточного края к западному. Это перемещение Галилей в 1610 г. правильно понял как выражение осевого вращения Солнца, направленного так же, как вращение Земли. Пятна, особенно крупные, существуют долго, и поэтому можно наблюдать их повторное появление на обращенной к Земле стороне Солнца, а фиксируя более точно их положение на солнечном диске, можно легко и точно установить синодический период вращения Солнца  $S$ . Он будет отличаться от звездного периода вращения  $P$ , так как мы наблюдаем вращение Солнца вокруг оси с движущейся Земли. Период обращения Земли  $E$  составляет 1 год. Три величины —  $S$ ,  $P$  и  $E$  — связаны очевидной формулой

$$\frac{1}{S} = \frac{1}{P} - \frac{1}{E}, \quad (1.1)$$

из которой легко получить период  $P$  вращения Солнца вокруг своей оси относительно звезд.

Исследование движений пятен позволило установить, с одной стороны, положение в мировом пространстве оси вращения и экватора Солнца, а с другой, — показало, что пятна, помимо общего монотонного перемещения по диску Солнца, имеют еще собственные переме-

щения по нему. Вместе с тем оказалось, что период возвращения пятен в то же положение на диске Солнца закономерно изменяется с гелиографической широтой (т. е. с положением пятна относительно солнечного экватора): экваториальные области Солнца вращаются всего быстрее, а по мере удаления от экватора вращение замедляется. Проследить это *экваториальное ускорение* вращения Солнца по пятнам удастся лишь в поясе от  $+40^\circ$  до  $-40^\circ$  гелиографической широты, так как на более высоких широтах пятна почти не встречаются.

Весьма обстоятельное определение элементов вращения Солнца сделал более 100 лет назад Кэррингтон. Он нашел следующее положение экватора Солнца:

долгота восходящего узла солнечного экватора относительно эклиптики

$$\Omega = 73,6667^\circ + (N - 1850) \times 0,01396^\circ \quad (N — \text{номер года}),$$

наклон солнечного экватора к эклиптике

$$i = 7,25^\circ.$$

Земля пересекает плоскость солнечного экватора в начале июня и в начале декабря. В это время пути видимого перемещения пятен по диску Солнца прямолинейны. В остальное время они криволинейны. Первую половину года к Земле обращен южный полюс Солнца, а вторую — северный.

Для расчета гелиографических долгот служит, по предложению Кэррингтона, тот нулевой меридиан, который проходил через центр солнечного диска в гринвичский полдень 1 января 1854 г. (юлианская дата JD 2 398 220,0). В дальнейшем этот же меридиан проходит центр солнечного диска через каждые 27,2753 суток, на основании чего идет счет солнечных оборотов (так, например, 1954, дек. 21,63 начался 1355-й оборот Солнца). Приведенное выше значение 27,2753<sup>d</sup> есть синодический период  $S$  вращения Солнца на средней широте пятен (около  $16^\circ$ ). Ему соответствует по формуле (1.1) звездный период вращения Солнца  $P = 25,380^d$ . Отсюда получается угловая скорость вращения Солнца на гелиографической широте  $16^\circ$   $\omega = 14,1844^\circ$  за сутки. На других гелиографических широтах  $\varphi$  угловая скорость

$$\omega = 14,38^\circ - 2,7^\circ \sin^2 \varphi. \quad (1.2)$$

Это одна из многих эмпирических формул, выводимых по наблюдениям тысяч пятен.

Большое количество пятен в данном случае необходимо, чтобы уничтожить влияние эффекта собственных перемещений пятен по поверхности Солнца. С меньшей точностью определяется вращение Солнца по факелам. Одно из таких определений дало формулу

$$\omega = 14,52^\circ - 2,6^\circ \sin^2 \varphi. \quad (1.3)$$

Описанными средствами изучается вращение Солнца вблизи его экватора. Для того чтобы проследить солнечное вращение на более высоких широтах, эффективно применяется метод определения лу-

чевых скоростей противоположных точек солнечного диска, лежащих на одной широте. Для этого получают спектрограммы того и другого края солнечного диска одновременно, одну под другой, для чего диск Солнца проектируют на длинную щель спектрографа, и призмами, установленными перед щелью, переносят изображения противоположных точек диска в середину щели на ось спектрографа (призмы расположены подобно зеркалам в перископе и, в частности, в перископическом интерферометре; см. КПА 461). При достаточно большой дисперсии, например 0,5 Å/мм, линии солнечного спектра, принадлежащие восточному и западному краям Солнца, будут заметным образом смещены друг относительно друга; величина этого смещения даст (по формуле эффекта Доплера) удвоенную скорость вращения Солнца на соответствующей гелиографической широте. В конце прошлого и начале нынешнего столетия были проведены многочисленные и обширные ряды наблюдений (Дунёр, Хальм, Белопольский, Адамс и др.), позволяющие проследить вращение Солнца до гелиографической широты 75°. По последним определениям оно подчиняется формуле вида (1.2) или (1.3), но с существенно иным значением вращения на экваторе, а именно:

$$\omega = 13,7^\circ - 2,7^\circ \sin^2 \varphi. \quad (1.4)$$

Из формулы (1.4) получается скорость вращения экватора Солнца 1,93 км/с, тогда как по формуле (1.2) эта же величина получается равной 2,03 км/с.

Можно думать, что такие расхождения реальны и связаны с различием уровней, на которых существуют пятна или зарождаются спектральные линии. Кроме того, на протяжении десятилетий значение первого члена в формуле (1.4) сильно меняется: так, в начале нашего столетия экваториальная скорость вращения Солнца определялась как 2,06 и даже 2,08 км/с, но ввиду множества обстоятельств, осложняющих наблюдения и обработку, говорить о реальном изменении скорости вращения Солнца было бы неосторожно, тем более, что самые последние измерения опять дают среднее значение скорости вращения Солнца на экваторе 2,06 км/с. Для характеристики изменения вращения Солнца с широтой формула (1.4) заслуживает полного доверия. В частности, из нее следует, что на широте 75° период вращения Солнца достигает 32 земных суток.

Все изложенные факты — экваториальное ускорение вращения Солнца и разная скорость вращения его на разных уровнях — указывают на то, что Солнце вращается не как твердое тело. Это вполне соответствует нашему представлению о его газовой природе.

### ПЕРИОДИЧНОСТЬ СОЛНЕЧНОЙ ПЯТНООБРАЗОВАТЕЛЬНОЙ ДЕЯТЕЛЬНОСТИ

Количество наблюдаемых на Солнце пятен подвержено большим колебаниям. В некоторые годы их бывает очень много и среди них одно или несколько видны невооруженным глазом. Иногда проходит несколько

месяцев, в течение которых вся поверхность Солнца совершенно чиста— без единого пятна. Соответственно изменяется и площадь, покрытая факелами. Явление это повторяется с периодом около 11 лет (открыто Г. Швабе в 1843 г.\*), точнее говоря, за 100 лет протекает 9 циклов *солнечной пятнообразовательной деятельности* (рис. 5). Так как, кроме пятен и факелов, ряд других образований на Солнце (см. § 6) испытывает усиление и ослабление с тем же периодом, то это дает основание говорить об общем *одиннадцатилетнем периоде солнечной активности*.

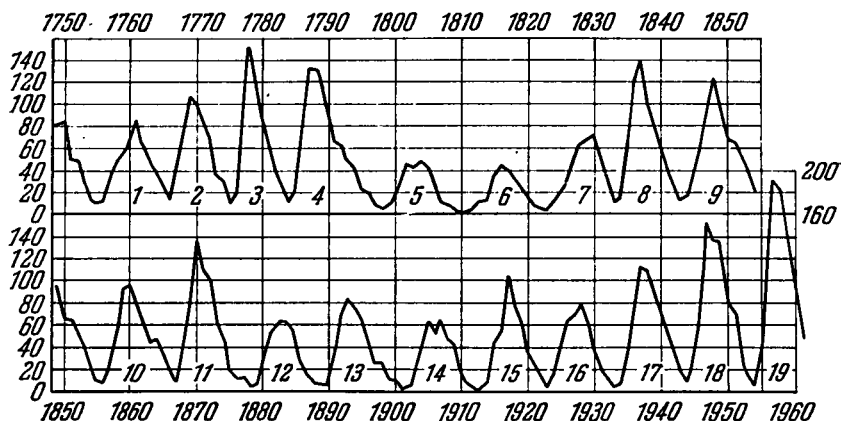


Рис. 5. Солнечная активность за два столетия. Приведены относительные числа Вольфа W. В 19-м цикле, в максимуме 1957—1958 гг. среднегодовое значение W достигло беспрецедентно высоких значений 190,2 (1957 г.) и 184,8 (1958 г.). Среднемесячные значения достигали 253,8 в октябре 1957 г. и 202,5 в январе 1958 г.

Циклом солнечной активности называют промежуток времени от одного минимума числа пятен до непосредственно следующего за ним другого минимума.

Точно установить дату минимума или максимума солнечной деятельности довольно трудно: каждое пятно скрывается от наблюдателя на 13—14 дней, и число пятен, находящихся на Солнце, день за днем меняется скачками, иногда очень резко. Поэтому для характеристики солнечной активности в целом приходится брать среднее число пятен за месяц или за несколько месяцев и уже по таким усредненным характеристикам выводить кривую солнечной активности в данном цикле.

Наилучшим индексом солнечной пятнообразовательной деятельности могла бы быть общая площадь, занятая пятнами (относительно всей площади полусферы), но вычисление этой площади — довольно кропотливое занятие. Как показал более чем столетний опыт, в равной степени хорошим индексом могут служить так называемые *относительные числа Вольфа*:

$$W = 10g + f, \quad (1.5)$$

\*) Опубликовано в Astronomische Nachrichten в 1844 г., но лишь в 1851 г. А. Гумбольдт дал ему жизнь в «Космосе». Впрочем, А. Готье цитировал Г. Швабе в Annals de Chimie в 1844 г.

где  $g$  — число групп, наблюдаемых в данный момент на Солнце, а  $f$  — число отдельных пятен, как изолированных, так и входящих в группу (так, например, если на Солнце есть только одно пятно, то  $W=11$ ). Между числами Вольфа и площадью пятен  $F$  существует хорошо выраженная зависимость. В среднем,  $F=16,7 W$ , причем  $F$  выражено в миллионных долях солнечной полусферы.

Ввиду того, что способность различать и подсчитывать число пятен в группе зависит от инструмента и наблюдателя, общее выражение для числа Вольфа есть

$$W = k(10g + f), \quad (1.6)$$

где  $k$  — коэффициент, свойственный данному наблюдателю с его инструментом. Для более чем столетнего ряда наблюдений в Цюрихе (начатых Вольфом в 1848 г.) полагают  $k=1$ .

Судить о солнечной активности до 1848 г. можно по рисункам, сохранившимся на старых обсерваториях. На основании этих рисунков были выведены числа  $W$  назад до 1749 г., а приблизительно прослежены до 1610 г. — года открытия солнечных пятен Галилеем. Впрочем, в старых русских летописях отмечены годы, когда на Солнце наблюдались темные пятна «аки гвозди» — 1365 г. и 1371 г. Еще более древние записи имеются в китайских летописях, в годы 187 и 188 н. э. Цикличность солнечной деятельности графически представлена на рис. 5.

Из рис. 5 видно, что обычно подъем солнечной активности к максимуму протекает быстрее, чем ее затухание (соответственно около 4 и 7 лет). Бывают циклы сильно затянувшиеся, например, цикл № 14, продолжавшийся от 1785 до 1798 г., и, наоборот, укороченные, например, цикл № 8 от конца 1833 до середины 1843 г.

Как сказано выше, множество явлений на Солнце подчиняется той же периодичности, значительно усиливаясь в годы максимума солнечной активности. Ей же подчинены различные геофизические процессы, чем выявляется их зависимость от Солнца. Все это дает повод рассматривать Солнце как в о з м у щ е н н о е в годы максимумов и с п о к о й н о е — в годы минимумов солнечной деятельности. Основные солнечные характеристики проявляются в годы спокойного Солнца; в годы бурной деятельности на них накладываются возмущения.

Мы будем рассматривать отдельно спокойное Солнце (§ 2—4) и активное Солнце (§ 6—7).

## § 2. ЭЛЕМЕНТЫ ТЕОРИИ СОЛНЕЧНОЙ АТМОСФЕРЫ

### ПЕРЕНОС ЭНЕРГИИ В АТМОСФЕРЕ СОЛНЦА

Гигантский газовый шар, каким является Солнце, излучает со своей поверхности огромное количество энергии. Поток излучения идет из недр Солнца, где находятся его источники энергии (см. главу IV).



Кроме переноса энергии посредством излучения, возможен перенос тепловой энергии из недр на поверхность путем теплопроводности или конвекции, когда нагретые газовые массы поднимаются вверх, а холодные, наоборот, опускаются, где снова нагреваются.

Теоретические расчеты показали, что теплопроводность солнечного вещества и конвективное перемешивание не могут быть такими же мощными средствами переноса энергии во внешних слоях Солнца, каким является лучистый перенос. Поэтому полагают, что внешние слои Солнца находятся в состоянии *лучистого равновесия*, при котором для любого наудачу выбранного объема материи количества переносимого и выносимого наружу излучения (точнее говоря, лучистой энергии) остаются всегда равными. В то же время считается, что газы, составляющие атмосферу Солнца, находятся в состоянии устойчивого расслоения, и это справедливо в той же мере, в какой правильно не замечать слабой конвекции.

Второе предположение, которое делается при теоретическом изучении состояния внешних слоев Солнца, — это *гипотеза термодинамического равновесия*, применяемая локально, т. е. к отдельным областям Солнца. Гипотеза *местного термодинамического равновесия* \*) полагает, что для любой отдельно взятой области кинетическое состояние находящегося там вещества приводит к такому распределению энергии между частицами (молекулами, атомами, ионами, электронами), какое полностью соответствует энергетическому состоянию находящегося там излучения, так что и то и другое могут быть описаны одним и тем же параметром, который именуется *температурой* данной области.

Состояние термодинамического равновесия характеризуется законом Кирхгофа (КПА 391). Если излучательную способность вещества в частоте  $\nu$ , рассчитанную на единицу массы и единицу телесного угла, обозначить через  $j_\nu$ , а поглощательную способность, рассчитанную так же, обозначить через  $\kappa_\nu$ , то закон Кирхгофа может быть записан в такой форме:

$$j_\nu = \kappa_\nu B_\nu, \quad (2.1)$$

где  $B_\nu$  — функция Планка (КПА 391), определяющая интенсивность излучения.

При лучистом переносе вещество, участвующее в нем, не является простым передатчиком излучения, а вовлекается в этот процесс весьма сложным образом.

С одной стороны, квант света может быть захвачен атомом или молекулой и тотчас же переизлучен в той же частоте. Это называют процессом *чистого рассеяния*. Так как кванты света в звезде приходят преимущественно «снизу», из более горячих слоев, а рассеиваются с одинаковой вероятностью в любом направлении, то рассеяние приводит к ослаблению интенсивности излучения. С другой стороны, захвачен-

\*) Употребительно также название *локальное термодинамическое равновесие*.

ный атомом или молекулой квант света может быть переизлучен в совсем другой частоте  $\nu'$ , так что рассеяние может приводить к перераспределению интенсивности излучения по частотам. Наконец, квант света, захваченный атомом, может полностью потеряться как квант света, так как его энергия пойдет на увеличение кинетической энергии атома, молекулы или электрона, т. е. перейдет в тепловую энергию. Такой процесс называется *истинным поглощением*.

Истинное поглощение может происходить, например, в частотах непрерывного спектра, т. е. в любой частоте, когда энергия кванта расходуется на преодоление сил связи атома и электрона при удалении последнего из атома с некоторой конечной скоростью. Другим примером истинного поглощения — на этот раз в отдельных частотах — могут служить *удары второго рода*, иначе называемые *сверхупругими столкновениями*, когда столкнувшиеся частицы (атомы, молекулы) после удара обладают большей кинетической энергией, чем до столкновения. Избыток берется из энергии возбуждения обеих или одной из сталкивающихся частиц. Предшествовавшее этому возбуждение произошло от того, что соответствующая частица поглотила квант света из окружающего поля излучения. Разумеется, в равновесном состоянии все процессы подобного рода уравниваются, в результате чего создается устойчивый поток излучения «снизу вверх» с распределением энергии по частотам, соответствующим термодинамическому равновесию на данном геометрическом уровне.

### УРАВНЕНИЕ ЛУЧИСТОГО РАВНОВЕСИЯ И ЕГО ПРИБЛИЖЕННОЕ РЕШЕНИЕ

Будем понимать под коэффициентом поглощения  $\kappa_\nu$  сумму коэффициентов чистого рассеяния  $\sigma_\nu$  и истинного поглощения  $k_\nu$ . Если плотность материи обозначить через  $\rho$ , а отрезок пути в каком-либо направлении — через  $ds$ , то изменение интенсивности  $dI_\nu$  на этом отрезке подчиняется уравнению

$$\frac{dI_\nu}{ds} = j_\nu \rho - I_\nu \kappa_\nu \rho, \quad (2.2)$$

которое называется *уравнением (лучистого) переноса*. В нем первый член справа выражает излучение рассматриваемого элемента объема материи, а второй — поглощение в нем. Решение уравнения переноса в общем виде достаточно сложно. Его нередко проводят, применяя гипотезу местного термодинамического равновесия: с помощью (2.1) уравнение (2.2) переписывается так:

$$\frac{dI_\nu}{\kappa_\nu \rho ds} = B_\nu - I_\nu. \quad (2.3)$$

В этой формуле  $\kappa_\nu \rho ds$  выражает значение относительного поглощения на протяжении отрезка  $ds$ , выражающего элемент *геометрического пути* светового луча. Но тогда произведение  $\kappa_\nu \rho ds$  можно наз-

вать элементом *оптического пути* светового луча, а если он берется вдоль радиуса Солнца (или, проще, вдоль радиуса кривизны сферических слоев спокойно-расслоенного Солнца), то его можно назвать элементом *оптической глубины*  $d\tau_v$ :

$$d\tau_v = +\kappa_v \rho dh, \quad (2.4)$$

где  $h$  — геометрическая глубина. Сама оптическая глубина определяется равенством

$$\tau_v = \int_{\text{внешняя граница}}^h \kappa_v \rho dh. \quad (2.5)$$

Кривизна слоев равной плотности и температуры во внешних областях Солнца очень мала, толщина доступных наблюдению внешних слоев Солнца много меньше радиуса Солнца и потому их можно считать плоскопараллельными. Тогда, как видно из рис. 6,

$$ds = -dh \sec \theta, \quad (2.6)$$

и уравнение переноса принимает вид

$$\cos \theta \frac{dI_v(\theta)}{d\tau_v} = I_v(\theta) - B_v, \quad (2.7)$$

где  $I_v(\theta)$  — интенсивность излучения в направлении  $\theta$  к нормали плоскопараллельных слоев.

Уравнение (2.7) рассматривается и решается в теоретической астрофизике в применении к разным конкретным задачам, из которых наиболее важной представляется лучистый перенос в тех внешних слоях Солнца (или звезды), откуда к ним приходит основное излучение; эти слои составляют солнечную (звездную) фотосферу.

Для фотосферы характерно то, что плотность вещества в ней значительна и количество атомов даже на небольшом отрезке пути достаточно велико, чтобы непрерывное поглощение было значительным. В более высоких слоях солнечной атмосферы оптическая глубина, определяемая интегралом (2.5), оказывается очень небольшой, если рассматривается излучение непрерывного спектра Солнца, так как коэффициент непрерывного поглощения в выражении (2.4) умножается на плотность  $\rho$ , которая мала. Зато оптическая глубина становится более или менее заметной и даже большой для излучения в тех узких интервалах частоты, где в спектре видны спектральные линии, потому что коэффициент поглощения в спектральной линии гораздо больше, чем в соседнем участке непрерывного спектра.

Условно считают, что среда имеет большую оптическую толщину, когда последняя превышает единицу, ибо в этом случае от ее задней границы до нас меньше, чем  $1/e = 0,37$  часть излучения.

Действительно, если в уравнении (2.7) положить  $B_v = 0$ , то среда не излучает, а лишь пропускает проходящее излучение. Решая остав-

шееся уравнение  $\frac{dI_\nu}{dt_\nu} = dt_\nu$  (при  $\theta=0$ ) и учитывая, что  $\tau$  убывает вверх, получим, что от излучения  $I_\nu$  на глубине  $\tau_\nu$  на поверхность выйдет

$$I'_\nu = I_\nu e^{-\tau_\nu}$$

(ср. закон Бугера, КПА 293). Но при прохождении потока излучения сквозь атмосферу Солнца (звезды) в каждом участке пути к ослабленному излучению, идущему из более глубоких слоев, присоединяется излучение этого участка, которое в свою очередь ослабится в дальнейшем. Рис. 7 поясняет это.

Находящийся на оптической глубине  $t_\nu$  элементарный объем  $\Delta V$  единичного сечения и высоты  $ds$  содержит количество материи  $\rho ds$  и

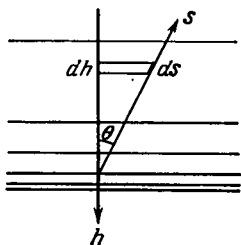


Рис. 6. Плоскорасслоенная атмосфера.

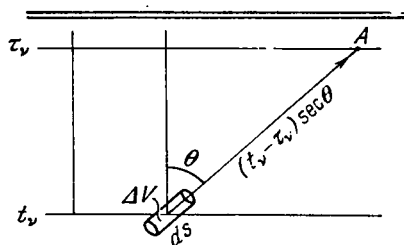


Рис. 7. К переносу излучения

излучает в единицу времени в пределах бесконечно малого угла  $d\omega$  и интервала частот  $d\nu$  количество энергии

$$j_\nu \rho ds d\omega d\nu, \quad (2.8)$$

но на уровень  $\tau_\nu$  из всего этого дойдет только

$$j_\nu \rho ds d\omega d\nu e^{-(t_\nu - \tau_\nu) \sec \theta}, \quad (2.9)$$

так как мы рассматриваем излучение, идущее под углом  $\theta$  к нормали. С помощью (2.1), (2.4) и (2.6) выражение (2.9) можно переписать как

$$- B_\nu e^{-(t_\nu - \tau_\nu) \sec \theta} \sec \theta dt_\nu d\omega d\nu. \quad (2.10)$$

Полное излучение на уровне  $\tau_\nu$  получится как сумма излучений, идущих из всех  $t_\nu$  от  $\infty$  до  $\tau_\nu$ , что выражается интегралом

$$d\omega d\nu \int_{\tau_\nu}^{\infty} B_\nu e^{-(t_\nu - \tau_\nu) \sec \theta} \sec \theta dt_\nu. \quad (2.11)$$

Интенсивность излучения, выходящего из точки  $A$  на уровне  $\tau_\nu$  в направлении  $\theta$ , получится, если выражение (2.11) разделить на  $d\omega d\nu$  (т. е. отнести к единице телесного угла и единице частоты):

$$I_\nu(\tau_\nu, \theta) = \int_{\tau_\nu}^{\infty} B_\nu e^{-(t_\nu - \tau_\nu) \sec \theta} \sec \theta dt_\nu. \quad (2.12)$$

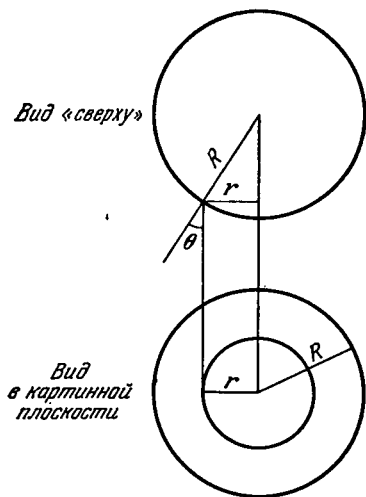
Таким образом, интенсивность выходящего из поверхности Солнца излучения под углом  $\theta$  к нормали есть

$$I_v(0, \theta) = \int_0^{\infty} B_v e^{-t_v \sec \theta} \sec \theta dt_v, \quad (2.13)$$

и вычисление этого интеграла не составило бы труда, если бы распределение температуры, определяющей функцию Планка  $B_v$ , было известно в зависимости от оптической глубины или, через равенство (2.5), от геометрической глубины, что требует точного знания коэффициента поглощения солнечного вещества в функции от глубины.

Часто уравнение (2.13) рассматривают как уравнение относительно  $B_v$ , поскольку распределение яркости по диску Солнца как раз дает нам величину  $I(0, \theta)$  (рис. 8). Найденное значение  $B_v(\tau_v)$ , т. е. зависимость функции  $B_v(T)$  от оптической глубины  $\tau_v$ , даст нам возможность установить распределение температуры  $T$  с геометрической глубиной  $h$ , при условии, что коэффициент  $\kappa_v$  известен, так как это позволяет найти зависимость  $\tau_v(h)$ . Наконец, после того как зависимость  $T(h)$  найдена, можно на основе представления о гидростатическом равновесии [см. (4.1)] установить изменение давления

Рис. 8. К распределению яркости по диску Солнца. Все точки диска Солнца (внизу), видимые с Земли на расстоянии  $r$  от центра диска, посылают на Землю излучение под углом  $\theta$  к нормали:  $\sin \theta = r/R$



с глубиной, что вместе с температурой позволит найти плотность вещества в функции от  $h$ . Все вместе взятое определит модель солнечной атмосферы, в которой главным параметром служит коэффициент  $\kappa_v$ , зависящий в основном от химического состава.

Одно важное обстоятельство может быть выяснено без вычислений, а именно закон потемнения к краю диска.

Разделим (2.13) на тождество

$$1 = \int_0^{\infty} e^{-t_v \sec \theta} \sec \theta dt_v.$$

Получим

$$I_v(0, \theta) = \frac{\int_0^{\infty} B_v e^{-t_v \sec \theta} \sec \theta dt_v}{\int_0^{\infty} e^{-t_v \sec \theta} \sec \theta dt_v}. \quad (2.14)$$

Это выражение показывает, что  $I_v(0, \theta)$  можно рассматривать как среднее весовое из всех величин  $B_v(t_v)$ , т. е. излучения, приходящего из разных глубин. Когда  $\theta \rightarrow \pi/2$ , как бы мало  $t_v$  ни было,  $t_v \sec \theta \rightarrow \infty$ , а  $e^{-t_v \sec \theta} \rightarrow 0$ . Следовательно, идущее к нам излучение края солнечного диска исходит из самых внешних, поверхностных слоев фотосферы Солнца и должно равняться излучению абсолютно черного тела при температуре  $T_0$ , где  $T_0$  — внешняя температура фотосферы:

$$I_v(0, \pi/2) \approx B_v(T_0). \quad (2.15)$$

В то же время излучение, исходящее из центра диска, где  $\theta=0$  и  $\sec \theta=1$ , приходит к нам в основном из сравнительно глубоких фотосферных слоев ( $\tau=2/3$ ), как это будет видно из формулы (2.17). Если бы температура Солнца не зависела от глубины, то и в центре диска  $I_v(0, 0)=B_v(T_0)$  и, следовательно, никакого потемнения к краю диска не было бы.

Наличие потемнения к краю диска доказывает возрастание температуры Солнца с глубиной. Несложные вычисления показывают, что в общем излучении (болометрическом) закон потемнения к краю диска у Солнца должен иметь вид

$$I(0, \theta) = I(0, 0) \cdot (1 - u + u \cos \theta), \quad (2.16)$$

где  $u$  — коэффициент потемнения к краю. Его теоретическое значение близко к  $2/3$ , что соответствует наблюдаемому  $u=0,56$ . В отдельных частотах  $u$  имеет иные значения; как мы видели выше,  $u$  меняется от весьма малого значения в далекой инфракрасной области спектра до большого в ультрафиолетовой. Но ни при каких частотах  $u$  не достигает единицы, т. е. Солнце не имеет полного потемнения к краю. Между тем если бы в атмосфере Солнца вместо лучистого господствовало конвективное равновесие, потемнение к краю Солнца должно было бы быть полным.

### МОДЕЛЬ СОЛНЕЧНОЙ АТМОСФЕРЫ

В центре солнечного диска наибольшее значение имеет излучение, исходящее из слоя с оптической глубиной, равной приблизительно  $2/3$ . Именно этот слой имеет температуру, равную эффективной температуре Солнца  $T_e$ , определенной из наблюдений его общего излучения (КПА 395). Теория связывает температуру  $T$  с оптической глубиной  $\tau$  формулой

$$T^4 = \frac{T_e^4}{2} \left( 1 + \frac{3}{2} \tau \right), \quad (2.17)$$

справедливой для случая, когда коэффициент поглощения не зависит от частоты (гипотеза «серой материи»). Из последней формулы определяется значение  $T_0$  (поверхностной температуры при  $\tau=0$ ), равное  $T_e \sqrt[4]{2}$ , а точнее,

$$T_0^4 = \frac{\sqrt{3}}{4} T_e^4; \quad T_0 = 0,811 T_e. \quad (2.18)$$

Совсем другое дело — зависимость температуры от геометрической глубины. Как было сказано выше, последняя определяется коэффициентом поглощения, который в солнечной атмосфере весьма велик, и потому оптическая глубина очень быстро нарастает с геометрической глубиной, и вся фотосфера оказывается довольно тонкой, так как из глубин, сравнительно незначительных, до нас доходит уже мало излучения. Этим же объясняется и то, что Солнце обладает резким краем. Действительно, как видно из рис. 9,

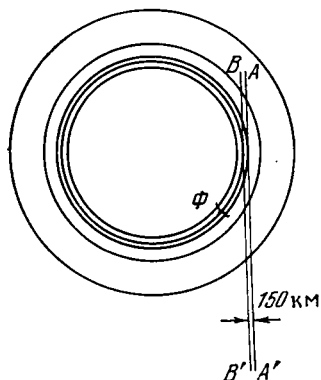


Рис. 9. К геометрии излучения от края солнечного диска

длина отрезка прямой  $AA'$ , направленной от Солнца к Земле, в пределах фотосферного слоя  $\Phi$  несравненно меньше, чем длина аналогичного отрезка прямой  $BB'$ , проходящей чуть ближе к центру Солнца, чем прямая  $AA'$ , и, кроме того, луч  $BB'$  проходит в несравненно более плотных слоях фотосферы, чем луч  $AA'$ . Это происходит потому, что ускорение силы тяжести на Солнце весьма велико и, следовательно, возрастание плотности атмосферы с глубиной идет очень (!) быстро [см. формулу (4.4)].

В итоге оптическая длина пути в атмосфере Солнца у луча  $BB'$  во много раз больше, чем оптическая длина пути у луча  $AA'$ , т. е. вдоль  $BB'$  Солнце излучает как абсолютно черное тело высокой температуры, а вдоль  $AA'$  — как разреженный горячий газ. Если, например, во втором случае она меньше единицы, то в первом она много больше и, как показывает теория, радикальное изменение оптической толщины краевых слоев Солнца происходит на протяжении всего лишь 100—150 км, что на расстоянии в одну астрономическую единицу видно под углом  $1/7$ — $1/5$  угловой секунды — угловая величина значительно меньшая, чем разрешающая сила телескопов, искаженная турбулентностью земной атмосферы (КПА 27—29). Понятно, что размытость солнечного края совершенно неразличима для земного наблюдателя.

Приведем в заключение в качестве примера одну из моделей фотосферы (таблица 2). Геометрическая глубина  $h$  отсчитывается от произвольно взятого уровня, где  $\tau \approx 0,0125$ .

Вспоминая, что 1 атмосфера = 1 013 246 дин/см<sup>2</sup>, убеждаемся, что газовое давление  $P$  в солнечной фотосфере в общем весьма невелико, как невелика и протяженность самой фотосферы; последнее объясняется упоминавшейся уже чрезвычайно высокой непрозрачностью солнечного вещества. Очень быстро возрастает с глубиной электронное давление  $P_e$  (см. ниже).

При касательном прохождении лучей оптический путь  $\tau' = 0,63$ , если оптическая глубина  $\tau$  точки касания равна 0,003, и  $\tau' = 10$ , если  $\tau = 0,03$ . В этом последнем случае излучение будет вполне соответствовать излучению абсолютно черного тела с  $T = T_0$ .

Основным источником непрозрачности в атмосфере Солнца является отрицательный водородный ион  $H^-$ . Оказывается, что протон может присоединить к себе не один, а два электрона. Такая комбинация в условиях солнечной фотосферы (при ее температуре и плотности электронов в ней) достаточно устойчива. Энергия связи между атомом водорода и электроном равна  $1,2 \cdot 10^{-12}$  эрг. Это значит, что всякий фотон с энергией  $h\nu$  ( $h$  — постоянная Планка), большей, чем эта, способен отнять электрон и восстановить атом водорода в его нормаль-

Таблица 2

Модель солнечной фотосферы

$\tau$	$h$ , км	$T$ , К	$P$ , дин/см <sup>2</sup>	$P_e$ , дин/см <sup>2</sup>
0,01	—50	4625	8 000	0,9
0,1	+200	5090	40 000	6,8
1	+335	6460	125 000	69
7	+450	8260	250 000	2000

ном состоянии. Для этого нужно, чтобы частота  $\nu$  фотона была больше  $1,2 \cdot 10^{-12}/h$  или длина волны

$$\lambda < 16\,650 \text{ \AA}.$$

Последнему условию удовлетворяет ближнее инфракрасное излучение, видимое, ультрафиолетовое и т. д. Таким образом, каждый фотон ближнего инфракрасного или видимого участка света, проходящий через солнечную атмосферу, имеет много шансов быть поглощенным встретившимся отрицательным водородным ионом\*). В ультрафиолетовой области эти шансы снижаются, но там появляются другие источники поглощения — металлы и водородные атомы.

## КОНВЕКЦИЯ В СОЛНЕЧНОЙ АТМОСФЕРЕ

Как было сказано выше, основной способ переноса энергии в фотосфере — лучистый. Но это вовсе не значит, что конвекция не играет роли в физических процессах на Солнце; наоборот, целый ряд явлений, в частности, уже знакомая нам грануляция, свидетельствует о наличии значительных конвективных движений. Каждую гранулу можно рассматривать как горячую конвективную ячейку, поднимающуюся из более глубоких слоев. Конечно, при этом должны существовать и нисходящие движения.

\*) В далекой инфракрасной области (около 9 мкм) Солнце почти не имеет потемнения к краю диска, потому что в этой области спектра коэффициент поглощения ионов  $H^-$  очень велик. Яркостная температура центра солнечного диска при  $\lambda=11$  мкм равна 5030 К.



При очень хорошем разрешении, как на щели спектрографа, так и при спектральном разложении внутри него, спектральные линии показывают это очень отчетливо (рис. 10). Спектральные линии, образующиеся в солнечной атмосфере, в отличие от *теллурических линий*, возникающих из-за поглощения в земной атмосфере (см. ниже), имеют сильно деформированные очертания, которые говорят не только

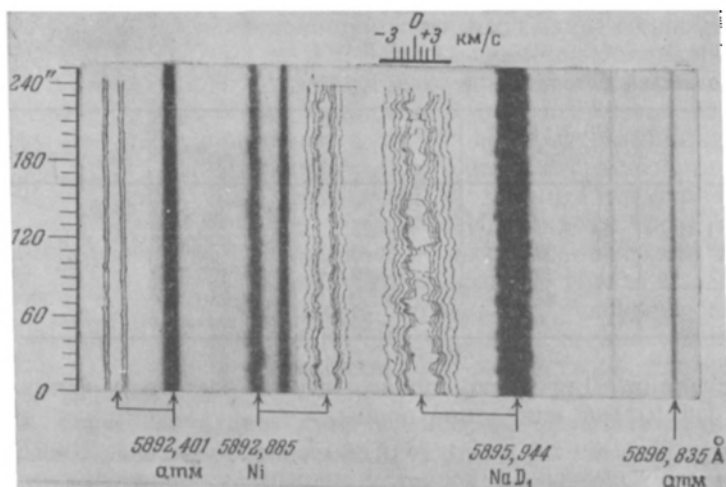


Рис. 10. Вертикальные движения на поверхности Солнца. Фотографии солнечного спектра около линии  $\text{Na D}_1$ , полученные с большим масштабом изображения Солнца на щели (шкала в секундах дуги приведена слева) и при высокой дисперсии. Солнечные спектральные линии  $\text{Na D}_1$  и  $\text{Ni } \lambda 5892,885 \text{ Å}$  имеют зигзагообразные очертания, вызванные как переменными физическими условиями в разных точках диска Солнца, проектирующихся на щель спектрографа, так и реальными движениями газовых масс в верхней фотосфере Солнца вдоль луча зрения (смещение согласно принципу Доплера). В то же время теллурические линии (см. рис. 14), образовавшиеся в земной атмосфере (атм), ничего подобного не показывают. Около солнечных линий приведены их изотопы, причем горизонтальная шкала для них удвоена и выражена в скоростях доплеровского смещения. Скорости движения газов нужно отсчитывать не по абсолютному отклонению соответствующей изотопы, а по относительно, учитывающему местные расширения линии

о меняющихся по диску Солнца условиях поглощения, но и о существовании разнообразных лучевых скоростей: всякий изгиб линии в фиолетовую или красную сторону спектра говорит, в соответствии с принципом Доплера, о наличии в рассматриваемом месте диска Солнца движения вещества, направленного к наблюдателю или от него. Анализ искривлений на рис. 10 показывает движения конвективных элементов размером в  $3''$  со скоростью в среднем  $0,5 \text{ км/с}$ , хотя реальные скорости более мелких элементов могут быть значительно большими.

Таким образом, физическое состояние фотосферы и более высоких слоев Солнца следует изучать методами газовой динамики, тем более, что, как мы увидим далее, многие движения там протекают со скоростями, значительно превышающими скорость звука.

## ИОНИЗАЦИЯ СОЛНЕЧНОГО ВЕЩЕСТВА

Другим важным обстоятельством является то, что вещество на Солнце находится в состоянии **значительной ионизации**. Напомним основные факты, относящиеся к этому явлению.

Будем рассматривать вещество (для конкретности — газ), температура которого постепенно повышается. Тогда кинетическая энергия молекул газа будет неуклонно возрастать. При термодинамическом равновесии распределение энергии излучения по частотам описывается функцией Планка с единственным параметром — температурой  $T$ . Движение молекул газа будет происходить так, что средняя кинетическая энергия их будет определяться также только этим параметром, а именно, будет равна  $\frac{3}{2}kT$ , где  $k=1,38 \cdot 10^{-16}$  эрг/К есть *постоянная Больцмана*. Поэтому, если  $m$  есть масса частицы ( $m=\mu m_H$ ;  $\mu$  — молекулярная масса, а  $m_H=5/3 \times 10^{-24}$  г — масса атома водорода), то средняя скорость частиц  $u$  определится из равенства

$$\frac{1}{2}mu^2 = \frac{3}{2}kT. \quad (2.19)$$

На самом деле среди частиц газа встречаются самые разнообразные скорости, но не все они равновероятны. Распределение частиц по скоростям описывается *законом Максвелла*, который гласит, что в термодинамическом равновесии, при достаточно многочисленных столкновениях частиц между собой, среди общего их числа  $N$  число частиц, обладающих скоростью в пределах от  $v - \frac{1}{2}dv$  до  $v + \frac{1}{2}dv$ , равно

$$N(v) dv = 4\pi N \left( \frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} e^{-\frac{mv^2}{2kT}} v^2 dv. \quad (2.20)$$

Максимум функции распределения, стоящей справа, приходится на значение скорости  $v=\alpha$  такое, что

$$\alpha^2 = \frac{2kT}{m}. \quad (2.21)$$

Эта скорость называется *наивероятнейшей скоростью максвелловского распределения*. Сопоставление с формулой (2.19) показывает, что  $\alpha^2 = \frac{2}{3}u^2$ . Скорость  $u$  называется *средней квадратичной скоростью*. Число частиц, движущихся со скоростями, отличными от  $\alpha$ , падает с ростом (или убыванием) скорости — быстро при низких температурах и медленно при высоких (рис. 11). Если *наблюдаемая средняя квадратичная скорость движения частиц* есть  $u$ , то температура, вычисленная по формуле (2.19), носит название *кинетической температуры*  $T_k$ , и в частном случае, когда частицы — электроны, называется *электронной температурой*  $T_{el}$ .

Итак, при росте температуры появляется все больше частиц, кинетическая энергия которых достигает уровня, достаточного, чтобы преодолеть работу сил, связывающих атомы внутри молекул, — начнется распад молекул, их диссоциация. При данной стационарной температуре имеется состояние *диссоциационного равновесия*, при котором число распадающихся и восстанавливаемых молекул за единицу

времени постоянно. Доля диссоциированных молекул совершенно точно определяется для данного вида молекул температурой и давлением газа.

При достаточно высокой температуре наступает полная диссоциация: все молекулы распадаются на составляющие их атомы. Газ, если он раньше был многоатомным, превращается в одноатомный.

$$\frac{N(v)}{N} \cdot 10^7$$

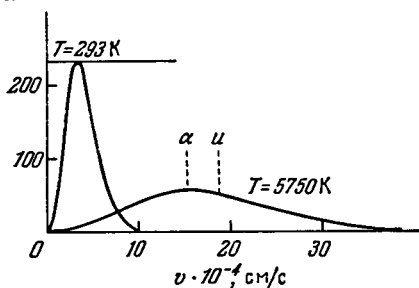


Рис. 11. Показаны две кривые максвелловского распределения скоростей атомов аргона ( $\mu=40$ ) для температур 293 и 5750 К. Кривые дают относительное число частиц, обладающих данной скоростью  $v$  в интервале  $\Delta v=1$  см/с. Буквами  $\alpha$  и  $u$  обозначены соответственно наименьшая скорость ( $\alpha^2=2kT/m$ ) и средняя квадратичная скорость ( $u^2=3kT/m$ ), где  $m$  — масса частицы, равная произведению массы атома водорода  $m_H$  на молекулярную массу  $\mu$ .

Столкновения атомов между собой и поглощение ими фотонов (квантов лучистой энергии) приводит прежде всего к возбуждению атомов. Подавляющее большинство атомов находится обычно в своем *основном состоянии*, при котором потенциальная энергия электронов в поле ядра атома в сумме с их кинетической энергией, т. е. полная внутренняя энергия атома, имеет наименьшее значение. Если употреблять планетарную модель водородного атома, то его основное состояние можно описывать, как будто электрон находится на самой «нижней» (т. е. ближайшей к ядру) орбите. Во всяком ином состоянии, кроме

основного, атом обладает большей энергией или, как говорят, *возбужден*. Источником возбуждения атома могут быть или поглощение фотона или *удар первого рода* — неупругое столкновение с другой частицей, когда часть кинетической энергии их относительного движения расходуется на возбуждение атома. При данной температуре имеется тем меньше возбужденных атомов, чем выше их *энергия возбуждения*, которую обычно выражают в электрон-вольтах ( $1 \text{ эВ} = 1,6 \cdot 10^{-12} \text{ эрг}$ ). Степень возбуждения в термодинамическом равновесии описывает *формула Больцмана*:

$$\frac{n_i}{n_1} = \frac{g_i}{g_1} e^{-\frac{E_i - E_1}{kT}}. \quad (2.22)$$

Здесь  $n_i$  — число атомов данного рода в  $i$ -м состоянии возбуждения,  $n_1$  — число атомов в основном состоянии,  $(E_i - E_1)$  — энергия возбуждения,  $k$  — постоянная Больцмана, которую в данном случае принято выражать в эВ/К, равная  $1,38 \cdot 10^{-16} \text{ эрг/К} = 8,62 \cdot 10^{-5} \text{ эВ/К}$ ,  $g_i$  и  $g_1$  — так называемые веса состояний  $i$ -го и основного; они определяются числом возможностей, имеющих у атома для пребывания в  $i$ -м (соответственно — основном) состоянии. Энергия возбуждения  $\chi_i$  легко определяется по частоте  $\nu_i$  (или длине волны  $\lambda_i$ ) излучения, испускаемого

атомом при возвращении в основное состояние; согласно фундаментальной формуле

$$h\nu_i = E_i - E_1 = \chi_i, \quad (2.23)$$

где  $h$  — постоянная Планка.

У водородного атома (рис. 12) переход с уровней 2, 3, 4, ... на основной сопровождается излучением линий *серии Лаймана*:  $L_\alpha$ ,  $L_\beta$ ,

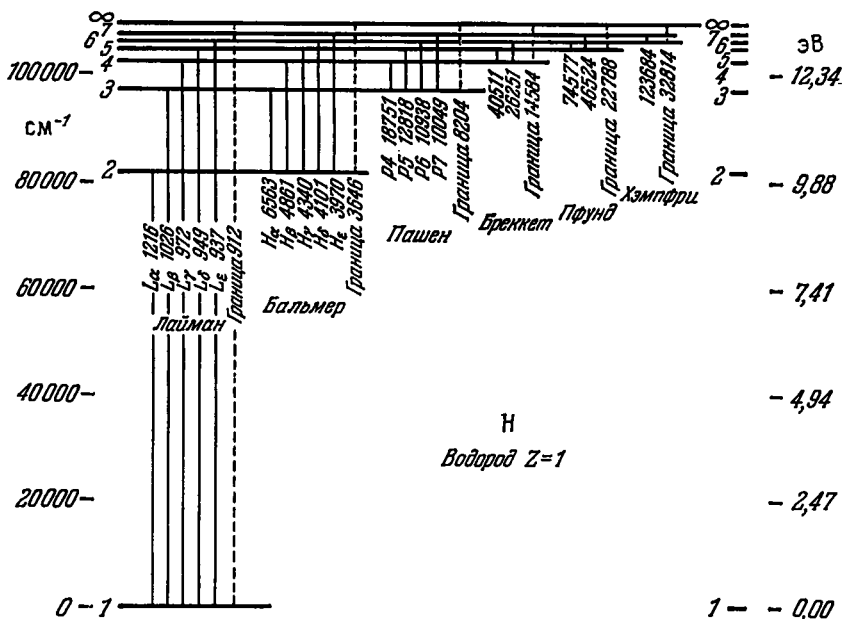


Рис. 12. Водородные термы. Схема. Относительно основного уровня (0—1) показаны: слева — волновые числа ( $1/\lambda$  см $^{-1}$ ), справа — потенциалы возбуждения соответственных уровней в эВ

$L_\gamma$ ,  $L_\delta$ , ... имеющих длины волн 1216, 1026, 972, 949 Å ... и энергии возбуждения 10,15; 12,04; 12,72; 13,05 эВ ... соответственно. Из формулы (2.22) получается, что в фотосфере Солнца при температуре  $T = 8000$  К число атомов, находящихся в состояниях 2, 3, 4, 5 по отношению к основному, принятому за 10 000 000, будет  $n_2=16$ ,  $n_3=2,3$ ,  $n_4=1,5$ ,  $n_5=1,5$ , т. е. возбужденных атомов водорода ничтожно мало по сравнению с невозбужденными. При повышении температуры их число будет расти, но недостаточно быстро: отношение  $n_2/n_1$  достигнет 1 % лишь при  $T=20\,000$  К, но при такой температуре вступает в силу следующий процесс, который резко уменьшает величину  $n_1$ , а тем самым и абсолютные количества  $n_2$ ,  $n_3$  и т. д. Этот процесс — *ионизация*, и состоит он в том, что при возрастающей энергии движения атомов и энергии световых квантов столкновения атомов между собой и погло-

щение фотонов могут привести к такому возбуждению атома, когда электрон вовсе покидает его. В результате этого из одного нейтрального атома получаются две заряженные частицы: положительный ион и отрицательный электрон. В этом отношении ионизацию можно рассматривать как своеобразную диссоциацию. Конечно, в рассматриваемом объеме газа непрерывно происходят процессы ионизации и обратные им процессы восстановления нормальных атомов или, как их называют, процессы *рекомбинации*. При данной температуре устанавливается определенное состояние ионизационного равновесия, причем отношение числа ионизованных атомов  $n^+$  к числу нейтральных  $n$  определяется не только температурой, но также и газовым давлением, точнее говоря, электронным давлением  $P_e$ , так как чем оно больше, тем больше вероятность рекомбинации, т. е. воссоединения иона с электроном. При термодинамическом равновесии ионизационное состояние газа описывается *уравнением Саха*:

$$\frac{n^+}{n} P_e = \frac{2u_1}{u_0} \frac{(2\pi m)^{3/2}}{h^3} (kT)^{5/2} e^{-\frac{\chi_1}{kT}}, \quad (2.24)$$

где  $u_1$  и  $u_0$  — статистические веса ионизованного и нейтрального состояний атома (обычно  $2u_1/u_0$  порядка единицы),  $m$  — масса электрона, а  $\chi_1$  — энергия первой ионизации, выражаемая потенциалом, ускоряющим электроны как раз до такой скорости, когда они, столкнувшись с атомом, способны произвести работу удаления электрона, связанного с атомом; эту величину называют обычно *потенциалом ионизации*. Если поглощен квант  $h\nu$ , энергия которого больше  $\chi_1$ , то избыток энергии  $h\nu - \chi_1$  передается электрону и он покидает атом со скоростью  $v$  такой, что его кинетическая энергия

$$\frac{1}{2}mv^2 = h\nu - \chi_1. \quad (2.25)$$

Конечно, после первой ионизации может происходить вторая и т. д. ионизация. Уравнение Саха для этого случая даст отношение числа ионов в двух последовательных стадиях ионизации  $n^{++}/n^+$  и т. д. в функции потенциала  $\chi_2$ ,  $\chi_3$  — второй, третьей и более высоких степеней ионизации.

Водород имеет довольно высокий потенциал ионизации: 13,54 эВ. При  $T=8000$  К и электронном давлении  $P_e=2000$  дин/см<sup>2</sup> (см. таблицу 2) применение уравнения Саха дает для отношения числа ионов водорода к числу нейтральных атомов значение 0,0028, но при  $T=11\,000$  К это отношение становится равным 1,35, а при  $T=12\,700$  К оказывается 12,9, так что на рассмотренном сравнительно узком температурном интервале водород переходит от состояния вполне нейтрального в состояние полной ионизации. На самом деле, ввиду быстрого возрастания электронного давления в глубь солнечной атмосферы возрастание ионизации водорода с глубиной идет сравнительно медленно.

Гелий имеет еще более высокий потенциал ионизации, чем водород (24,46 эВ), и потому в солнечной атмосфере вплоть до больших глубин

он неионизован. Наоборот, большинство металлов имеет низкий потенциал ионизации и потому в солнечной фотосфере многие металлы (Li, Na, Mg, K, Ca . . .) сильно ионизованы.

Нормальный атом водорода H можно рассматривать как ион по отношению к отрицательному иону водорода  $H^-$ , причем потенциал ионизации оказывается очень низким, всего 0,75 эВ. Отношение  $n_H/n_{H^-}$  в солнечной атмосфере равно  $10^7$ . Число ионов  $\bar{n}_H$  сравнимо с числом возбужденных атомов водорода. Общее же число атомов водорода в атмосфере Солнца велико и ионы  $H^-$  там достаточно многочисленны, чтобы стать главным источником непрерывного поглощения.

### СОЛНЕЧНАЯ ПЛАЗМА И ЕЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ С МАГНИТНЫМИ ПОЛЯМИ

Очевидно, что если в составе газа имеются ионы и электроны, газ перестает быть безразличным к магнитным или электрическим воздействиям на него. Газ в состоянии частичной или полной ионизации настолько специфичен по своим физическим свойствам, что в физике его рассматривают как особое состояние вещества, именуемое *плазмой*.

Благодаря присутствию большого числа легких, подвижных электронов, плазма отличается высокой электропроводностью (так же, как и теплопроводностью). Например, электропроводность солнечной плазмы близка к электропроводности металлов. При наложении на плазму электрического поля электроны и ионы начинают двигаться в противоположных направлениях. Но движение это несвободно, так как заряженные частицы сталкиваются друг с другом и с нейтральными атомами. Движение заряженных частиц есть не что иное, как электрический ток. Более подвижные электроны рассеиваются быстрее, чем ионы, если в каком-либо месте создается повышение плотности их, так что некоторое время может происходить очень небольшая дифференциация зарядов в плазме по знаку, которая, однако, удерживается заметное время только в частично ионизованной плазме. В плазме, полностью ионизованной, прохождение тока сопровождается диссипацией электромагнитной энергии, переходом ее в тепловую, в полном соответствии с выделением так называемого *джоулева тепла* в проводниках. Но если плазма частично ионизована, то движение всей плазмы относительно нейтрального газа приводит к диссипации неизмеримо более быстрой, особенно в сильных магнитных полях.

В магнитном поле заряженная частица находится под действием силы, перпендикулярной к направлению ее движения и к направлению вектора  $H$  напряженности магнитного поля. В однородном поле частица движется по винтовой линии, навивающейся на магнитную силовую линию. При наличии какой-либо внешней силы, например, силы тяжести или градиента давления (лишь бы она не была направлена вдоль магнитного поля), возникает дрейф частиц, направленный перпендикулярно к магнитному полю и действующей силе. Дрейф и ток появляются

ся также в плазме с неоднородным магнитным полем. Переменное магнитное поле можно рассматривать как наложение магнитного и электрического полей, что вызывает движение плазмы.

Когда магнитное поле изменяется, оно индуцирует электродвижущую силу, которая, действуя непосредственно на заряженные частицы, порождает токи. Последние совершают работу (в виде механической работы или выделения джоулева тепла). Она численно равна уменьшению значения интеграла  $\int \frac{1}{8\pi} H^2 dV$ , взятого по рассматриваемому

объему  $V$ . Это дает основание рассматривать величину  $\frac{1}{8\pi} H^2$  как энергию магнитного поля (в единице объема).

Если в плазме возник ток под действием изменений магнитного поля, то этот ток в свою очередь вызывает магнитное поле (электромагнитная индукция!), которое обязательно действует *п р о т и* в действия первичного магнитного поля (правило Ленца).

Обозначим вектор напряженности электрического поля через  $E$ , а элемент замкнутого контура через  $ds$ . Пусть элемент какой-либо поверхности, опирающейся на этот контур, будет  $dS$ , а нормаль к нему  $n$ , так что  $H_n$  есть составляющая магнитного вектора по нормали. Из уравнений Максвелла следует, что циркуляция вектора  $E$  по замкнутому контуру пропорциональна скорости изменения магнитного потока  $\Phi$  через этот контур:

$$\oint E ds = -\frac{1}{c} \frac{\partial \Phi}{\partial t} = -\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \int H_n dS. \quad (2.26)$$

Пусть в космической плазме выделен замкнутый, связанный с частицами плазмы контур, по которому циркулирует ток. При возможных перемещениях плазмы этот контур деформируется, вследствие чего магнитный поток через контур будет изменяться, даже если магнитное поле само не изменяется. Но возникающий ток порождает свое магнитное поле, которое нейтрализует изменение магнитного потока внешнего поля [знак минус в формуле (2.26)]. Если от деформации контура ток будет затухать, самоиндукция его поддержит. Вследствие больших размеров космических образований космические поля затухают чрезвычайно медленно, тем более, что потери на джоулево тепло из-за высокой проводимости незначительны. В результате оказывается, что *в космических объектах магнитный поток через любой проводящий контур практически неизменен во времени:*

$$\frac{d}{dt} \int H_n dS = 0. \quad (2.27)$$

Высказанное положение очень важно для астрофизики, так как оно определяет поведение плазмы в магнитных полях; его называют иногда теоремой *о замороженности магнитных силовых линий в плазму*. Будем, как обычно, представлять себе магнитное поле «материализованным» в виде силовых трубок, содержащих пучки силовых линий, тем

более густые, чем сильнее напряженность поля. Наша теорема гласит, что силовая трубка «навсегда» связана с теми массами плазменного газа, через которые она проходила в начальный момент — движение газовых масс увлекает за собой магнитные силовые линии.

В соответствии со сказанным выше, при движении плазмы поперек магнитных силовых линий индуцируются токи как раз такие, что вместе с внешним полем образуется новое поле, силовые линии которого следуют за движением среды. Когда плазменный газ сжимается, густота силовых линий возрастает, возрастает и магнитное поле. При расширении газа происходит обратное.

Теория дает такое выражение для силы  $T_n$ , действующей на единичную площадку, имеющую нормаль  $n$ :

$$T_n = \frac{1}{4\pi} H H_n - \frac{1}{8\pi} H^2 n. \quad (2.28)$$

Отсюда видно, что вектор  $T_n$  складывается из двух: одного, направленного вдоль магнитного вектора  $H$ , в сторону внешней нормали, и другого, направленного против внешней нормали  $n$  (знак минус). Первая составляющая направлена вдоль силовых линий и на одну силовую линию потока  $H_n$  приходится сила  $\frac{1}{4\pi} H$ . Она может быть уподоблена силе натяжения упругой струны, стремящейся разорвать рассматриваемый объем. Ее действительное значение равно  $\frac{H^2}{8\pi}$  в расчете на  $1 \text{ см}^2$ , поскольку вторая компонента, действующая внутрь, уменьшает первую на  $\frac{H^2}{8\pi}$ .

Составляющую, действующую перпендикулярно к направлению магнитного поля, поперек силовых линий, можно рассматривать как давление с силой  $\frac{H^2}{8\pi}$ , оказываемое на рассматриваемый объем и проявляющее себя при всяком нарушении равномерности распределения магнитных силовых линий.

Если объем движется поперек силовых линий, они оказывают сопротивление этому движению: нельзя беспрепятственно выгибать силовые линии, так как они стремятся выпрямиться.

С другой стороны, если движение плазмы стремится сжать силовые магнитные линии, то давление, действующее перпендикулярно к магнитным силовым линиям, будет препятствовать сжатию.

Насколько эффективно будет действие магнитного поля на плазму, которая, кроме всего прочего, должна подчиняться обычным газовым законам? Теория отвечает на этот вопрос так: пока магнитная энергия  $\frac{H^2}{8\pi}$ , рассчитанная на единицу объема, меньше или равна кинетической энергии  $\frac{1}{2} \rho v^2$  газа — плазмы ( $\rho$  — плотность, а  $v$  — средняя гидродинамическая скорость газовых масс), она не в состоянии нарушить обычных законов газовой динамики. Но если  $\frac{H^2}{8\pi} > \frac{1}{2} \rho v^2$ , то плазма подчиняется законам движения в магнитном поле и прежде всего теряет свою подвижность в направлении, перпендикулярном к магнитным силовым линиям. Плазма в этих условиях движется только вдоль магнитных силовых линий, так как это не вызывает сил, сопротивляющихся движению.

При сложном перемешивании газовых плазменных масс магнитные силовые линии, вмороженные в них, сильно запутываются, вытягиваются, их плотность возрастает, что означает возрастание напряженности поля. Достигнув большого напряжения, магнитное поле будет эффективно препятствовать таким движениям плазмы, которые ведут к дальнейшему запутыванию магнитных силовых линий. Наоборот, натяжение последних и поперечное давление их будут способствовать



тем движениям плазмы, которые распутывают поле, т. е. уменьшают напряженность его. Затуханию поля также способствует затухание мелкокомасштабных движений и их диссипация.

Нарушения плотности газа приводят к колебаниям, которые распространяются в газе в форме упругих звуковых волн. Так как магнитные силовые линии в плазме имеют натяжение, они могут стать носителем своеобразных поперечных колебаний, которые распространяются в плазме в форме магнитогидродинамических волн; иначе их называют альвеновскими волнами (они были открыты Альвеном).

В однородном магнитном поле  $H_0$  скорость распространения альвеновской волны  $V_A = \frac{H_0}{\sqrt{4\pi\rho}}$ , где  $\rho$  — плотность вещества плазмы. Отсюда следует:

$\frac{1}{2} \rho V_A^2 = \frac{1}{8\pi} H_0^2$  — условие, естественное в данном случае (см. выше). Скорость

звука в газе определяется условием  $v_a^2 = \frac{c_p}{c_v} \frac{\mathcal{R}T}{\mu}$  [ $\mathcal{R}$  — универсальная газовая постоянная, равная  $8,32 \cdot 10^7$  эрг/(К·моль)]. Для слабо ионизованного одноатомного газа с преимущественным содержанием водорода  $v_a \approx 120 \sqrt{T}$  м/с, так что скорость звука в фотосфере достигает почти 10 км/с. В то же время скорость  $V_A$  лишь при очень большой разреженности вещества или при очень сильных магнитных полях может достигнуть значения звуковой скорости или превзойти ее. Сами возмущения плазмы, если они происходят в результате первоначального сдвига поперек силовых линий со скоростью  $V > V_A$ , при малом  $V_A$  могут вызвать волны с очень большой амплитудой колебаний магнитного напряжения, что существенным образом изменяет первоначальное магнитное поле.

Когда волны попадают из среды с большей плотностью в среду с меньшей плотностью, скорость колебания плазмы в альвеновских волнах может превзойти звуковую скорость в новой среде, и тогда они превращаются в ударные волны с очень большой диссипацией. Однако со звуковыми волнами это происходит еще легче, поэтому в солнечной атмосфере альвеновские магнитогидродинамические волны встречаются довольно часто. Но такие волны при встрече с неоднородностями или с препятствиями легко превращаются в третий тип волн — в магнитозвуковые, в которых движение зависит и от магнитных, и от упругих сил. Колебания вещества происходят при этом в плоскости, содержащей направление распространения и направление постоянной составляющей магнитного напряжения.

### § 3. СОЛНЕЧНЫЙ СПЕКТР. ХИМИЧЕСКИЙ СОСТАВ СОЛНЦА

Солнечный спектр является типичным представителем так называемого фраунгоферова спектра: на фоне непрерывного спектра имеется множество темных спектральных линий — фраунгоферовых линий различной интенсивности (рис. 13). Интенсивность линий поглощения может оцениваться либо по остаточной интенсивности  $I_0$  в центре ее, либо по эквивалентной ширине (КПА 419), выражающей в единицах интенсивности непрерывного спектра полное количество энергии, поглощенной в линии.

Еще в прошлом столетии Роулэнд составил превосходный атлас солнечного спектра и каталог спектральных линий, содержащихся в нем, от ближнего инфракрасного участка спектра до границы пропускания света земной атмосферой в ультрафиолетовом участке спектра около 0,3 мкм. В нашем столетии эта работа была повторена и рас-

ширена, так что к пятидесятым годам имелось детальное описание спектра Солнца для длин волн от 0,3 до 25 мкм, включающее полный фотометрический разрез солнечного спектра. Количество линий, зарегистрированных в этих обозрениях, составляет около 30 тысяч. Довольно значительное их число (особенно в инфракрасной области) — теллурические, т. е. они образуются в спектре при поглощении солнечного

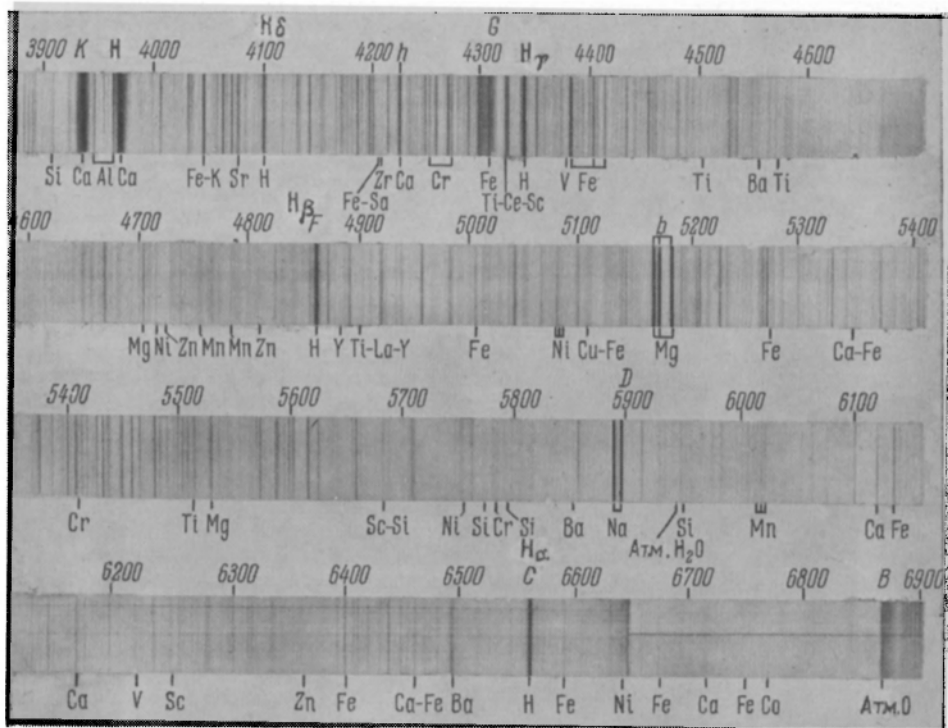


Рис. 13. Солнечный спектр в оптическом диапазоне. У наиболее сильных линий указаны их обозначения по Фраунгоферу и принадлежность химическим элементам. Числа обозначают длины волн в ангстремах

излучения молекулами земной атмосферы. Они легко обнаруживаются, так как заметно усиливаются при низком положении Солнца над горизонтом (рис. 14). Другой способ обнаружения теллурических линий — отсутствие у них доплеровского смещения, которое у солнечных линий проявляется при наблюдении вращения Солнца (см. с. 18—19).

За последние 20—25 лет специально сконструированные спектрографы были подняты геофизическими ракетами на значительную высоту (до 250 км), много выше поглощающего ультрафиолетовое излучение слоя озона и плотных слоев земной атмосферы, азот и кислород которой сильно поглощают далекую ультрафиолетовую радиацию Солнца (с длиной волны меньше 2000 Å и особенно меньше 1000 Å).



При помощи фотографий и фотоэлектрической записи получены спектры Солнца от 2950 до 2000 Å с разрешающей силой до 0,03 Å и еще дальше в коротковолновую сторону до 84 Å и меньше. Начиная с  $\lambda$  1680 Å, непрерывный спектр Солнца в сторону коротких волн становится чрезвычайно слабым, фраунгоферов спектр пропадает и спектр Солнца сводится к большому числу эмиссионных линий, иногда весьма интенсивных на очень слабом фоне (рис. 15).

### ХИМИЧЕСКИЙ СОСТАВ СОЛНЦА. КАЧЕСТВЕННЫЙ АНАЛИЗ

Наличие спектральных линий в спектре Солнца позволяет определить его химический состав. Проще всего определяется качественный состав на основании совпадения длин волн солнечных линий с длинами волн разных химических элементов, определенными в лаборатории.

Правда, эта задача не всегда проста, так как в справочнике лабораторных длин волн в ближайших окрестностях длины волны исследуемой солнечной спектральной линии может оказаться несколько линий химических элементов. Например, в окрестностях солнечной линии  $\lambda$  4383,557 Å справочник дает линии: Eu 4383,17 Å; CIII 4383 Å; LaII 4383,44 Å; FeI 4383,547 Å; AgII 4383,79 Å.

Выбор из этих пяти линий делается в пользу четвертой, так как в спектре железа эта линия должна быть сильной, а на Солнце наблюдается много других линий железа, которые теоретически должны быть слабее этой. Отождествление наблюдаемой линии с линией EuII отвергается, так как на Солнце не наблюдаются другие линии EuII, теоретически более сильные. Отождествление с линией CIII также отпадает, так как в солнечной атмосфере не может быть много дважды ионизованных атомов углерода (у них слишком высок потенциал ионизации — 24,3 эВ). По той же причине отпадает отождествление с AgII и остается только LaII 4383,44, так как в солнечном спектре отождествлено около 100 линий LaII, но они слабы, и эта может присутствовать лишь в виде слабой линии внутри сильной линии железа. В данном случае мы имеем пример так называемой «бленды», т. е. слияния двух или большего числа близких линий спектра. Рассмотренная блenda легко расшифровывается; к сожалению, так бывает не всегда.

В целом, при анализе солнечного спектра давно установлено 72 химических элемента, присутствующих на Солнце. Можно ли отсюда сделать вывод, что остальные 20 элементов, встречающихся в природе, на Солнце отсутствуют? Нет, такой вывод совершенно неправилен. В действительности относительно спектров некоторых элементов лабораторные сведения не полны, а наблюдения слабых линий в спектре Солнца не вполне надежны. Но важно другое. У некоторых элементов, даже довольно распространенных в природе, например Ne, Cl, Ag, наиболее сильные линии (резонансные; см. ниже) расположены в еще недавно недоступной области спектра, а для возникновения других линий необходимо высокое возбуждение, т. е. высокая температура. Очень хороший пример тому дает второй по распространенности в природе элемент — гелий, который во фраунгоферовом спектре Солнца вовсе отсутствует (или дает предельно слабые линии). Для его возбуждения на ближайший уровень после основного нужна энергия до 20 эВ. Такой энергией обладают в с р е д н е м частицы газа при температуре около 180 000 К. Конечно, найдутся частицы, равно как и

кванты света, с такой энергией и при температуре 6—8 тыс. кельвинов, но они будут крайне немногочисленны. Таким образом линии гелия, образующиеся при переходе с наиболее вероятного основного уровня на ближайшие возбужденные, приходится на длины волн 584, 537 и 522 Å, т. е. в очень далекой ультрафиолетовой области спектра (см. рис. 15). Переходы же между отдельными возбужденными уровнями атома гелия, хотя и соответствуют видимой области спектра, как, например,  $\lambda$  5876 Å, но не приводят к образованию заметной линии поглощения потому, что участвующие в этом процессе атомы слишком малочисленны. Так оно и случилось с гелием: он был открыт именно на Солнце, но не по линиям поглощения, а по линиям излучения, в первую очередь по D<sub>3</sub>  $\lambda$  5876 Å при наблюдениях касательно к диску Солнца в его верхней атмосфере. Линии излучения легче обнаруживаются. Впрочем, нельзя отрицать и важной роли того фактора, что в верхней атмосфере Солнца имеется явно избыточное возбуждение многих атомов, в том числе и гелия.

### КОЛИЧЕСТВЕННЫЙ ХИМИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ СОЛНЕЧНОЙ АТМОСФЕРЫ

Количественное содержание различных элементов в солнечной атмосфере (так же как и в атмосферах звезд) устанавливается с помощью методов, рассматриваемых теоретической астрофизикой. Совершенно очевидно, что линия поглощения в фраунгоферовом спектре Солнца будет тем сильнее (ее эквивалентная ширина тем больше; см. КПА 419), чем больше атомов данного элемента содержится в атмосфере, но зависимость эта очень различна у разных элементов, в разных ионизационных состояниях одного и того же элемента и для разных его спектральных линий.

Мы рассмотрим здесь несколько примеров без математических подробностей.

Линии химического элемента, образующиеся при переходе с основного состояния на ближайшее возможное возбужденное состояние, называются *резонансными*. В спектроскопии, кроме того, их называют *последними*, или *остаточными* (ultimates, raies ultimes), потому что при спектральном анализе источников света, в которых испаряются различные вещества, наиболее яркие линии — резонансные. При прогрессивном уменьшении концентрации исследуемых веществ резонансные линии исчезают последними, так как для их образования всегда имеется наибольшее возможное количество атомов из наличного их числа. Кроме того, резонансные переходы являются обычно наиболее вероятными. Другие линии, образующиеся при переходах между возбужденными уровнями атома, исчезают гораздо раньше.

Как сказано выше, у гелия резонансная линия имеет длину волны 584 Å. У водорода она имеет длину волны  $\lambda$  1216 Å и носит название лайман-альфа и обозначение L <sub>$\alpha$</sub>  (см. рис. 15). Вся серия линий, называемая серией Лаймана, вплоть до границы серии при  $\lambda$  912 Å, очевидно, должна быть самой интенсивной из всех водородных серий в спек-

рах звезд, так как линии ее образуются переходами с основного состояния водорода. Но вся эта серия лежит в еще недавно недоступной далекой ультрафиолетовой области. Поэтому наши представления о наличии водорода на Солнце и на других звездах строились по наблюдениям линий серии Бальмера, начиная от  $\lambda$  6563 Å и кончая границей серии у  $\lambda$  3646 Å. Все эти линии, как линии поглощения, возникают при переходах со второго, т. е. возбужденного уровня. То, что эти линии достаточно сильны в спектре Солнца, указывает на достаточную населенность второго уровня.

Однако, как мы видели выше, при температуре 5—6 тыс. кельвинов относительная доля атомов водорода во втором состоянии очень мала. Поэтому приходится заключить, что атомов водорода на Солнце очень много.

Линии кальция в солнечном спектре представляют противоположный пример. Линии H и K ионизованного кальция являются самыми сильными линиями солнечного спектра. Линия водорода  $H_{\epsilon}$  с  $\lambda$  3970,1 Å тонет в несравненно более интенсивной линии H  $\lambda$  3968,5 Å. Сильна в солнечном спектре также линия нейтрального кальция CaI  $\lambda$  4227 Å. На самом же деле кальций вовсе не так распространен на Солнце, как можно было бы с поспешностью заключить по этим линиям, потому что все они резонансные и, стало быть, для их возникновения имеются самые благоприятные условия. Выяснение всех обстоятельств показывает, что хотя резонансный дублет NaI — линии  $D_1$  и  $D_2$  при  $\lambda\lambda$  5896 и 5890 Å — значительно уступает по интенсивности линиям H и K, действительное содержание атомов натрия в атмосфере Солнца не меньше, чем атомов кальция: в условиях солнечной атмосферы подавляющее большинство атомов натрия находится в ионизованном состоянии, а спектр ионов Na проявляет себя главным образом в далекой ультрафиолетовой области. Те же обстоятельства указывают, что из всех металлов на Солнце наиболее распространен магний, хотя он представлен в спектре Солнца немногочисленными линиями, из которых «зеленый» триплет  $\lambda\lambda$  5167, 5173, 5184 Å по интенсивности не превосходит натриевого дублета. Но зато, когда благодаря ракетным полетам стала доступна область солнечного спектра с  $\lambda < 3000$  Å, среди новых линий дублет  $\lambda\lambda$  2795 и 2802 Å ионизованного магния MgII оказался самым сильным, ничем не уступающим дублету H и K, а магний труднее ионизируется, нежели кальций. Очень сильной оказалась резонансная линия нейтрального магния MgI  $\lambda$  2852 Å. Сильные линии, в том числе резонансные, многократно ионизованного неона обнаружены на фотографиях самого далекого ультрафиолетового участка спектра Солнца ( $\lambda < 1000$  Å). До этого линии неона в спектре Солнца не были известны.

Для химического анализа Солнца существенно то, что температура солнечных пятен ниже, чем в фотосфере, и поэтому ионизация и возбуждение в них меньше. Поэтому, например, резонансная линия LiI  $\lambda$  6708 Å очень хорошо видна в спектре солнечных пятен и практически не видна в спектре фотосферы, поскольку в ней весь Li ионизован

из-за низкого потенциала ионизации (5,39 эВ). Правда, у натрия он еще ниже (5,14 эВ), но натрий — обильный элемент, а литий, как видим, нет. Натриевый дублет тоже усилен в спектре пятен.

Элементы бор и фтор обнаружены на Солнце лишь в составе молекул  $\text{BF}$ ,  $\text{MgF}$ ,  $\text{SrF}$ , серии линий которых наблюдаются в спектре Солнца. Вообще же молекулы в спектре Солнца не редкость:  $\text{CN}$ ,  $\text{CH}$ ,  $\text{C}_2$ ,  $\text{NH}$ ,  $\text{OH}$ ,  $\text{NO}_2$ ,  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{CO}$ ,  $\text{SiH}$ ,  $\text{MgH}$ ,  $\text{CaH}$  и многие другие.

В заключение приведем относительное содержание элементов, наиболее обильных в атмосфере Солнца. В таблице 3 это содержание

Таблица 3

Относительное содержание некоторых элементов в атмосфере Солнца (принято  $\lg N = 12,0$  для водорода)

Элемент	$\lg N$	Элемент	$\lg N$	Элемент	$\lg N$
H	12,00	N	7,98	Al	6,20
He	11,3	O	8,96	Si	7,50
Li	0,96	Ne	7,8	K	4,70
Be	2,36	Na	6,30	Ca	6,15
C	8,72	Mg	7,40	Fe	7,60

дано в логарифмической шкале в виде  $\lg N$  количества атомов элемента, если  $\lg N$  для водорода принять за 12,0.

Отсюда видно, что отношение числа атомов водорода к числу атомов металлов — около 10 000. Это важно, поскольку в атмосфере Солнца основным поставщиком электронов являются именно металлы, с их невысокими потенциалами ионизации. Отношение  $\text{H} : \text{He} = 5 : 1$ .

Какова степень неуверенности в подобного рода определениях, видно из более новой работы (1976 г.) о химическом составе Солнца: если принять число атомов водорода  $\text{H}$  за 1 000 000, то число других атомов на Солнце таково:  $\text{He}$  — 63 000,  $\text{O}$  — 690,  $\text{C}$  — 420,  $\text{N}$  — 87,  $\text{Si}$  — 45,  $\text{Mg}$  — 40,  $\text{Ne}$  — 37,  $\text{Fe}$  — 32,  $\text{S}$  — 16,  $\text{Ca}$  — 2,2,  $\text{Ni}$  — 1,9,  $\text{Ar}$  — 1,0. Здесь отношение  $\text{H} : \text{He} = 16 : 1$ . А во время солнечной вспышки 28 мая 1969 г. в потоке частиц высокой энергии, исходящем из Солнца, это отношение было 1 : 1 и в гелиевом составе значительно представлены атомы изотопа  $^3\text{He}$ .

## § 4. ВЕРХНЯЯ АТМОСФЕРА СОЛНЦА

### ОБРАЩАЮЩИЙ СЛОЙ И ХРОМОСФЕРА. ПРИЧИНА ИХ ВИДИМОСТИ ЗА ПРЕДЕЛАМИ СОЛНЕЧНОГО ДИСКА

Коэффициент поглощения в сильной линии значительно превышает коэффициент поглощения в соседнем месте непрерывного спектра. Поэтому и геометрическая глубина тех слоев, в которых «зарождаются»

спектральная линия, т. е. откуда доходит до нас содержащееся в линии излучение, значительно меньше, чем у соседнего в спектре непрерывного излучения. Во время затмений, когда лунный диск закрывает диск Солнца (его фотосферу) и мы смотрим на верхнюю атмосферу Солнца касательно к его шаровой поверхности, в спектре вспыхивают на 1—1,5 с все линии, которые до этого в фотосфере были темными. Дело выглядит так, как будто этот *спектр вспышки* при отсутствии помех со стороны яркой фотосферы проявляет себя как спектр некоторого газового надфотосферного слоя — *обращающего слоя*, который светится как самостоятельный источник и в котором, когда мы смотрим сквозь него на более горячую фотосферу, происходит *обращение* спектральных линий: на месте светлых линий появляются темные фраунгоферовы линии, наблюдаемые нами в нормальном солнечном спектре.

Некоторые спектральные линии во время солнечного затмения видны не 1—1,5 с, а гораздо больше — до 20 с. Таковы линии водорода, гелия, ионизованного кальция, в меньшей степени — магния, натрия и т. д. Параллельные визуальные или фотографические наблюдения затмившегося Солнца показывают вокруг него яркое кольцо оранжевого цвета, простирающееся на высоту до 10—12" (7—8 тыс. км) и получившее название *хромосферы*. Еще выше простирается серебристожемчужная *корона* Солнца (ей посвящен следующий параграф).

Лучше всего простираание хромосферы в высоту в излучении разных элементов наблюдается с помощью призмной камеры (КПА 156—160), для которой хромосфера представляет удаленную на бесконечность серповидную щель (рис. 16), достаточно узкую, чтобы обеспечить надлежащую чистоту спектра. Естественно, что хромосферные эмиссии получают тоже в форме серпов, тем более длинных, чем выше простирается хромосфера в излучении определенной линии данного элемента. На рис. 16 наиболее заметные серпы принадлежат линиям H и K CaII, линиям водорода (бальмеровской серии  $H_\alpha$ ,  $H_\beta$ ,  $H_\gamma$ ...) и гелия.

В настоящее время явления обращающего слоя и хромосферы рассматривают как единое целое. Уже на высоте 100—200 км над тем слоем, который мы видим как ограничение солнечного диска (его фотосферы), оптическая толщина касательного направления в непрерывном спектре становится ничтожно малой, но она не мала в частотах линий, которые излучает горячий солнечный газ. Для водородных линий, линий CaII H и K, линии He D<sub>3</sub> и других, значительная оптическая толщина  $\tau'$  сохраняется до больших высот — почти до 10 000 км. Это и образует хромосферу, видимую глазом, причем цвет ее определяется цветом самой яркой для глаза линией излучения — водородной  $H_\alpha$  или C, в сумме с менее яркими — гелиевой желтой D<sub>3</sub>, водородной F и др.

Ни о каком самостоятельном обращающем слое говорить нельзя; если в наши дни еще пользуются этим термином, то лишь для обозначения нижней хромосферы. На самом деле образование спектральных линий, наблюдаемых нами в спектре Солнца, начинается в тех же



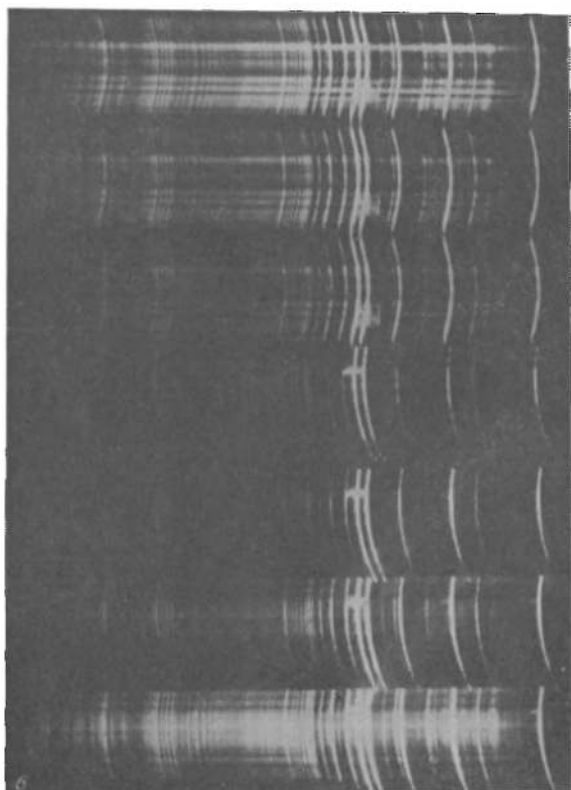
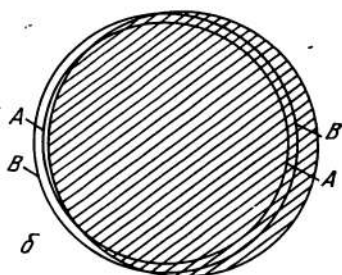
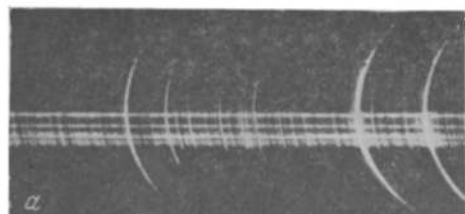


Рис. 16. Спектр вспышки и спектр хромосферы во время полных солнечных затмений. а) Спектрограмма, полученная во время затмения 1952 г. экспедицией Утрехтской обсерватории (Нидерланды). Видны полностью хромосферные серпы разной длины (самые длинные: справа К и Н Сall, слева —  $H\delta$ ). б) Схема этого явления: заштрихованный круг изображает лунный диск, который оставляет незакрытыми солнечные серпы, тем более короткие, чем ниже слой хромосферы Солнца (AA ниже, чем BB). в) Серия спектров, полученных во время затмения 30 июня 1954 г. экспедицией Казанского университета с помощью спектрографа с весьма широкой щелью, края которой частично обрезают серпы. Верхняя группа показывает убывание серпов при закрытии хромосферы, а нижняя — их возрастание при открытии хромосферы перед концом полной фазы. На серпах видны изображения протуберанцев в монохроматическом свете

слоях, где происходит еще заметное непрерывное поглощение, т. е. в верхней фотосфере. Только в частотах сильных линий оптическая глубина этих слоев велика; в этих частотах излучение из больших геометрических глубин до нас не доходит, особенно если речь идет о центре линий (рис. 17). Легко понять, что в крыльях этой же линии, где коэффициент поглощения много меньше, мы наблюдаем излучение из большей геометрической глубины, так же как и в случае слабых спектральных линий.

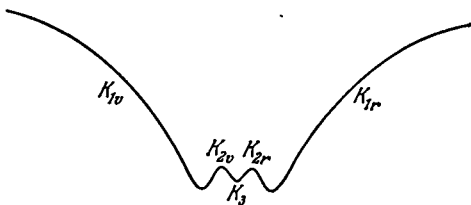


Рис. 17. Примерный фотометрический профиль линии K Ca II ( $\lambda$  3933 Å). Вместо обычного плавного протекания профиля в центре линии имеются два повышения интенсивности  $K_{2v}$  и  $K_{2r}$  (v и r означают соответственно фиолетовую и красную компоненты), разделенные тонкой линией поглощения  $K_3$  в самом центре широкой линии K. Крылья  $K_{1v}$  и  $K_{1r}$  простираются на 5 Å каждое. Повышение яркости в линиях  $K_2$  происходит потому, что на некотором среднем уровне имеется локальное повышение температуры. На соседнем участке Солнца такого повышения яркости может не быть. Центральная линия  $K_3$  показывает нам самые высокие слои, уже хромосферные, где местное повышение температуры ослаблено из-за падения температуры с высотой. Аналогичный профиль наблюдается у водородных линий H $\alpha$ , H $\beta$ , H $\gamma$  и др.

### НАБЛЮДЕНИЯ ХРОМОСФЕРЫ НА ДИСКЕ СОЛНЦА. СПЕКТРОГЕЛИОГРАФ

Описанные различия дают возможность наблюдать и фотографировать хромосферу Солнца на солнечном диске на разных глубинах, используя излучение атомов различных элементов. Достигается это с помощью спектрогелиографа и спектрогелиоскопа. И тот и другой представляют собой варианты монохроматора (КПА 160), специально приспособленные для фотографирования или визуального наблюдения Солнца в монохроматическом свете только данной спектральной линии, точнее говоря, той или иной ее части.

Рассмотрим принцип действия спектрогелиографа (рис. 18). Горизонтальный или вертикальный солнечный телескоп образует действительное изображение Солнца в плоскости щели I спектрографа. На рис. 18 показан дифракционный спектрограф, но он может быть и призмным. Щель I достаточно длинна, чтобы пересекать весь диск Солнца даже по его диаметру. Там, где образуется спектр, имеется щель II, которая вырезает нужное место линии, например, линии K, шириной не больше 0,5 Å. Изображение Солнца благодаря целостату неподвижно. Неподвижна также фотографическая пластинка с касеттой, стоящая сразу позади второй щели. Сам спектрограф как единое целое перемещается перпендикулярно к длине щелей I и II. В то время как в щель I попадают все новые места солнечного диска, через щель II на фотопластинку, каждый раз на новое место, попадает изображение спектра в данном участке спектральной линии. Но спектр есть совокупность бесчисленного множества монохроматических изображений щели. В данном случае из всего этого бесчисленного множества выделяется одно, пропускаемое щелью II, но зато благодаря движению спектрографа относительно изображения Солнца на пластинке

получается последовательно, из сложения монохроматических изображений щели, монохроматическое изображение Солнца — *спектрогелиограмма*. Практически это осуществляется одновременным согласованным движением изображения Солнца по щели I и фотографической пластинки за щелью II.

В последние десятилетия, когда астрофизики имеют в своем распоряжении очень узкополосные ИПФ — интерференционно-поляриза-

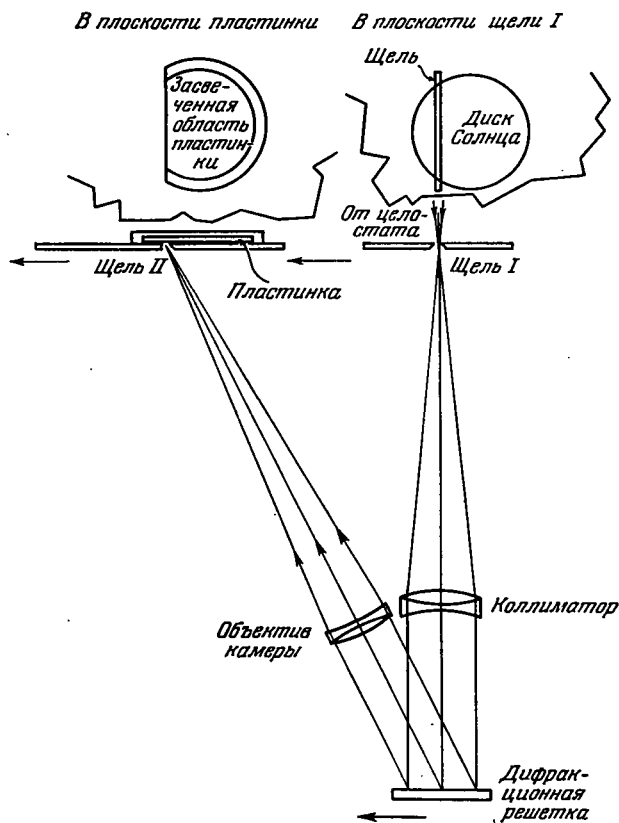


Рис. 18. Схема спектрогелиографа

ционные (свето)фильтры (КПА 119), получение монохроматических изображений Солнца достигается легче при фотографировании или рассматривании Солнца через такой светофильтр. Изменение действующей длины волны в пределах данной спектральной линии, на которую настроен светофильтр, осуществляется посредством изменения его температуры. Все же со спектрогелиографом получается более уверенный выбор действующей длины волны.

С ИПФ легко наблюдать монохроматическое изображение Солнца визуально. Для решения той же задачи спектрогелиограф должен

подвергнуться существенной переделке, которая превращает его в новый инструмент — *спектрогелиоскоп*. Визуальные монохроматические наблюдения Солнца необходимы для обнаружения и регистрации быстрых процессов на нем.

### ХРОМОСФЕРНЫЕ ФАКЕЛЫ, ФЛОККУЛЫ И ВОЛОКНА. СПИКУЛЫ

Чаще всего получают спектрогелиограммы в лучах линий  $K(\text{CaII})$  и  $H_{\alpha}$ . При фотографировании в лучах кальция, именно в крыльях  $K_{1v}$  и  $K_{1r}$  линии  $K$ , получается изображение, очень похожее на обыкновенную фотографию Солнца в белом свете (рис. 19). Лишь факелы видны теперь не только на краю диска, но и на его середине, и особенно хорошо вокруг пятен. В лучах  $K_{2r}$ , или  $K_{2v}$  (см. рис. 17), близких к центру линии, Солнце выглядит существенно иным: отдельные яркие факельные площадки разрастаются в факельные поля, которые частично или полностью закрывают лежащие ниже пятна. Такие поля называют теперь *хромосферными факелами*, тем самым подчеркивая, что фотосферные и хромосферные факелы — проявление на разных уровнях одного и того же явления: явления активной области на Солнце (см. § 6). Вместе с тем на спектрогелиограммах проявляется отчетливая грануляция, несколько более грубая, чем у фотосферы (около  $10''$  в поперечнике), покрывающая солнечный диск сплошной сеткой. Хромосферные гранулы имеют несколько волокнистый вид. Их называют *флоккулами* (от латинского *floccus* — клочок, пушинка). В моменты весьма устойчивых изображений флоккулы разбиваются на гранулы, соответствующие фотосферным гранулам. Наконец, в лучах  $K_3$  наблюдаются самые высокие слои кальциевой атмосферы, т. е. хромосферы. Факельные поля здесь еще более расширяются и закрывают все пятна,

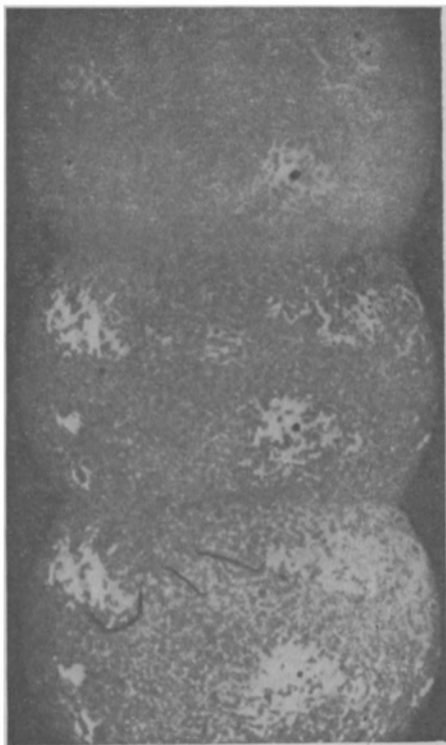


Рис. 19. Спектрогелиограммы Солнца в линии  $K$ , полученные 29 июня 1927 г. Верхний снимок получен в  $K_1$  (на расстоянии  $1,25 \text{ \AA}$  от центра линии), средний — в  $K_2$  (на расстоянии  $0,25 \text{ \AA}$  от центра), нижний — в  $K_3$  (центр линии). Первая спектрогелиограмма мало отличается от прямого фотосферного снимка; последняя дает картину хромосферного слоя на высоте 3—4 тыс. км

сетка флоккул выступает с большей отчетливостью, а кроме того, как совершенно новое явление, появляются темные *волокна*. Светлые области, поля и флоккулы указывают на местное повышение температуры соответствующего уровня, темные — на понижение ее. Кальциевые факелы, наблюдаемые на краю диска, совпадают с обычными факелами.

В лучах  $H_{\alpha}$  спектрогелиограммы имеют отличный вид, так как сетка флоккул видна менее отчетливо, а волокна — более резко и с лучше

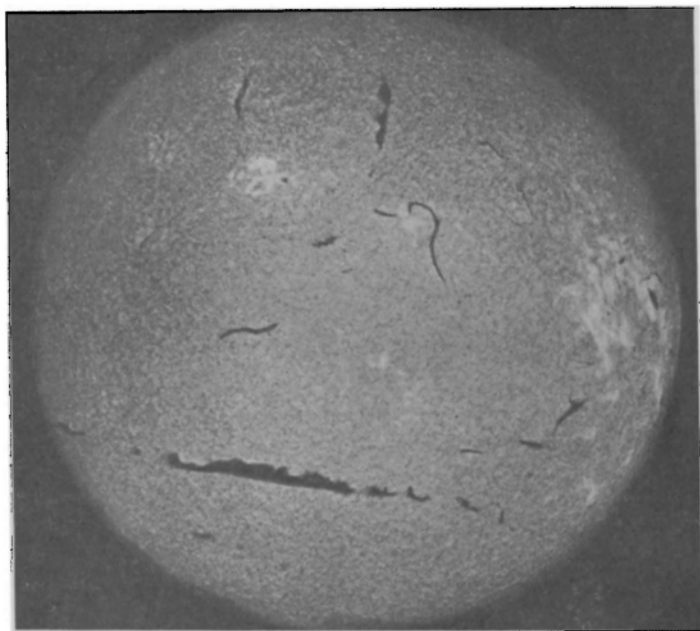


Рис. 20. Спектрогелиограмма Солнца в лучах  $H_{\alpha}$ , полученная 4 апреля 1959 г. (обсерватория Юкль). Огромное темное волокно в нижней части диска Солнца, когда оно вышло на край Солнца, наблюдалось как длительно существующий протуберанец

очерченными контурами (рис. 20). Флоккулы имеют более волокнистый вид, чем на кальциевых спектрогелиограммах. В лучах  $H_{\alpha}$  мы наблюдаем самые верхние слои водородной атмосферы.

Другие линии балмеровской серии показывают на спектрогелиограммах более глубокие области; то же справедливо в отношении линии D Na и линий других металлов.

Как уже указывалось выше, солнечный спектр в далекой ультрафиолетовой области с  $\lambda < 1680 \text{ \AA}$  не содержит фраунгоферовых линий, но состоит из ряда эмиссионных линий на очень слабом непрерывном фоне. Этот фон соответствует в данном случае излучению высоких, сравнительно холодных слоев атмосферы, так как коэффициент непрерывного поглощения в этой области спектра у Солнца относительно

велик. Наоборот, хромосферные газы, включая металлы, представлены сравнительно большим числом атомов, в частотах линий светятся достаточно интенсивно. Таким образом, далекий ультрафиолетовый спектр Солнца есть хромосферный спектр, и при фотографировании Солнца в лучах такой эмиссионной линии (а не избранной части линии) получается хромосферное изображение Солнца, подобное спектрогелио-

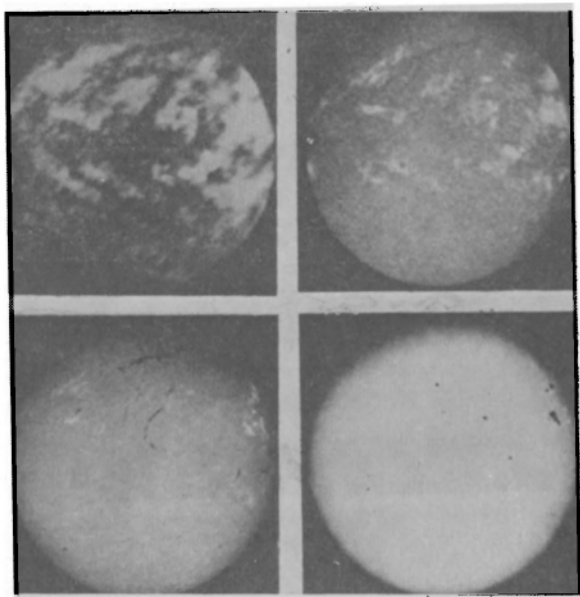


Рис. 21. Четыре фотографии Солнца 13 марта 1959 г. Слева сверху — в лучах  $L_{\alpha}$  ( $\lambda$  1216 Å), полученная бесщелевым спектрографом-монокроматором во время полета ракеты на высоту около 200 км. Справа сверху и слева внизу — спектрограммы в лучах  $K_{\alpha}$  CaII и  $H_{\alpha}$  соответственно. Справа внизу — снимок фотосферы в белом свете. Пятна полностью закрыты водородными облаками в лучах  $L_{\alpha}$ . В лучах  $K_{\alpha}$  и  $H_{\alpha}$  видно волокно, которое на снимке в  $L_{\alpha}$  выглядит весьма темным и широким

граммам в лучах  $K_{\alpha}$  или  $H_{\alpha}$ , но на высотах еще более значительных (рис. 21).

Вне солнечного диска хромосферу успешно рассматривают и фотографируют во время солнечных затмений, о чем сказано выше. Того же достигают, устраивая искусственное затмение, когда закрывают диск Солнца в фокусе телескопа непрозрачной заслонкой. Всего лучше это получается с применением внезатменного коронографа (КПА 111), так как при этом остается мало рассеянного света. Но даже и в этом случае хромосферу нужно рассматривать в монохроматическом свете той или иной спектральной линии, чтобы повысить контраст между излучением хромосферы и фоном неба. Для этой цели служит интерференционно-поляризационный фильтр (или даже достаточно узкий ин-

терференционный фильтр), а у спектрогелиографа, как обычно, вторая щель. Экспозицию приходится увеличивать, так как излучение хромосферы слабее, чем излучение хромосферной линии над солнечным

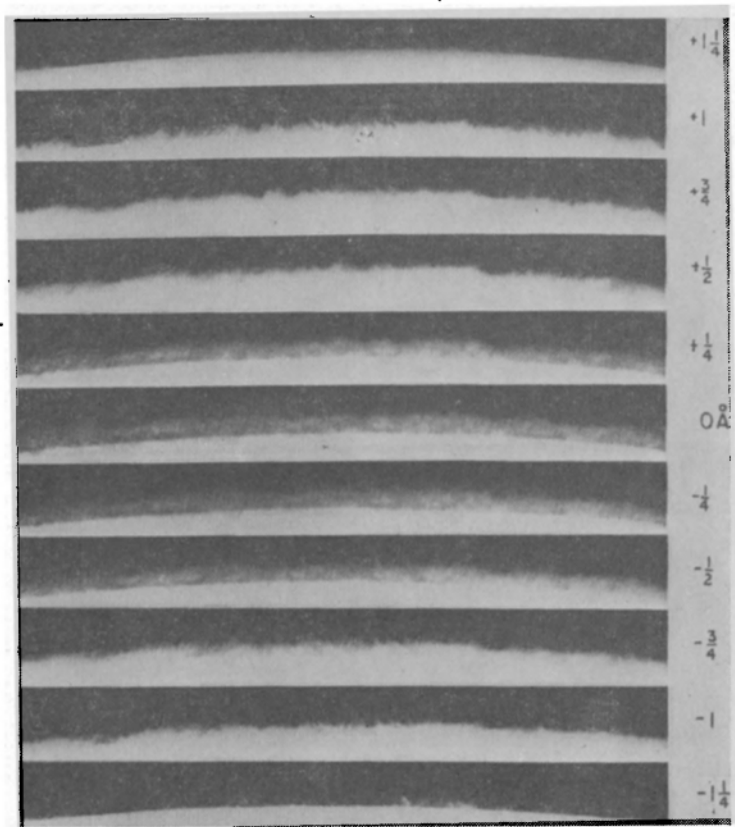


Рис. 22. Солнечные хромосферные спикеры одной и той же области солнечного края, полученные с ИПФ в лучах  $H_{\alpha}$  при разных отклонениях рабочей длины волны от  $H_{\alpha 3}$  (см. рис. 17). Фотография Данна, заимствованная из Annual Review of Astronomy and Astrophysics, 1972, v.10

диск. Изображение диска Солнца, не будь он прикрыт заслонкой, было бы при этом сильно передержано.

Хорошие фотографии хромосферы показывают ее волокнистое строение (рис. 22) и выступающие выше среднего однородного уровня струи или *спикеры*, которые имеют непродолжительное существование, незначительную толщину и обычно небольшой наклон к поверхности Солнца в сторону экватора. Спикеры нельзя считать продолжением гранул, так как среднее расстояние между ними около  $7''$ . Они начинают выделяться над фоном хромосферы с высоты  $6''$  над фотосферой и простираются до высоты  $10-12''$ . Большая яркость позволяет считать

их более горячими, чем аморфный фон хромосферы, но лишь до высоты около 6—7 тыс. км, что подтверждается и специальными исследованиями. Сквозь очень узкий интерференционно-поляризационный фильтр и при особо хорошем состоянии атмосферы спикулы можно наблюдать и на диске Солнца (рис. 23) в виде тонких волокон, светлых и темных,



Рис. 23. Фотография Солнца вблизи края диска в лучах крыла линии  $H_{\alpha}$  с отклонением от ее центра на  $+0,75 \text{ \AA}$ . Показывает многочисленные спикулы на фоне хромосферного излучения. Фотография Данна, заимствованная из *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 1972, v. 10

располагающихся «кустиками», внутри которых они стоят более или менее упорядоченно. На менее четких фотографиях эти группы видны как пятна, получившие название *mottles* (крапинки). Общее мгновенное число спикул оценивается в  $10^6$ , тогда как гранул в 5—6 раз больше, а долговечность спикул — около 15 минут.

### ПРОТУБЕРАНЦЫ

Непосредственно примыкают к хромосфере и во многом подобны ей по физическим свойствам выступающие над хромосферой на высоту в несколько десятков тысяч километров *протуберанцы*, легко наблюдаемые в лучах  $H_{\alpha}$ ,  $\text{Ca II K}$ , а иногда и в линиях металлов.

Протуберанцы разделяются на спокойные и активные. В последних нужно видеть проявление солнечной активности; они будут рассмотрены дальше особо (см. § 6). Солнечная активность проявляет себя и в спокойных протуберанцах, но менее непосредственным образом.



Для протуберанцев характерна большая длительность существования: иногда протуберанец остается видимым в течение 5—7 дней приблизительно на одном месте солнечного края, лишь медленно перемещаясь по нему. Но за 5—6 дней Солнце поворачивается на  $1\frac{1}{2}$  оборота, и к видимому краю диска постепенно выходят все новые и новые его области. Следовательно, спокойный протуберанец представляет собой длинное образование. Сопоставление картины солнечного края со спектрогелиограммами в лучах  $H_{\alpha}$  показало, что спокойные протуберанцы и длительно существующие темные водородные волокна — одно и то же (рис. 24). Только те части волокна, которые выглядят темными на фоне хромосферы (на диске Солнца), плохо выделяются в картине протуберанца,

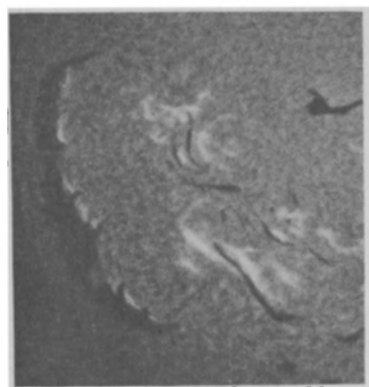


Рис. 24. Слева — темное водородное волокно (рядом — вспышка), сфотографированное в лучах  $H_{\alpha}$  1 февраля 1959 г. на диске Солнца вблизи восточного края. Справа — оно же, вышедшее 13 февраля 1959 г. на западный край в форме протуберанца (обсерватория Юккль)

а яркие части протуберанца, наоборот, плохо видны в волокнах, так как они мало контрастируют с окружающей хромосферой. При хороших изображениях и достаточной разрешающей силе инструмента у протуберанцев наблюдается сплошная волокнистая структура. Толщина этих волокон не превышает  $0,5''$ , т. е. 350 км. Типичные размеры спокойного протуберанца: длина 200 000 км, высота 50 000 км, ширина 10 000 км, а время видимости на краю диска — несколько дней. Но наблюдаемый как волокно в проекции на диск Солнца протуберанец может существовать в течение трех-четырех солнечных оборотов и

наблюдаться на одном и другом краях Солнца несколько раз. Несмотря на такую устойчивость, нельзя считать спокойные протуберанцы целиком принадлежностью спокойного Солнца: они часто связаны с другими активными образованиями.

### ФИЗИЧЕСКОЕ СОСТОЯНИЕ ХРОМОСФЕРЫ. ВОЛНОВЫЕ ДВИЖЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ СОЛНЦА

В спектре солнечной хромосферы, кроме повторения линий фраунгофёрова спектра в обращенном виде, наблюдается несколько новых эмиссионных линий. Об одной из них мы уже говорили, это линия  $D_3$  гелия, существование которой в хромосфере несколько странно: ведь хромосфера, как более высокий слой, должна быть холоднее фотосферы, а для возбуждения того верхнего уровня атома He, переход с которого дает линию  $D_3$ , нужна энергия, встречающаяся лишь у частиц при температуре около 200 000 К. Еще более странно присутствие в спектре хромосферы линий ионизованного гелия, так как ионизационный потенциал He равен 24,5 эВ, а для наблюдаемой в хромосфере линии гелия  $\lambda$  4686 Å нужна энергия возбуждения до 50 эВ!

Другой особенностью хромосферы является ее большая протяженность. Газ в состоянии гидростатического равновесия подчиняется дифференциальному условию

$$dp = -g\rho dh, \quad (4.1)$$

утверждающему, что при изменении высоты на  $dh$  давление убывает на  $dp$ , равное массе элемента объема  $dh \cdot 1 \text{ см}^2$ , причем  $\rho$  — плотность вещества, а  $g$  — ускорение силы тяжести.

Сочетая уравнение (4.1) с уравнением идеального газа

$$p = \rho \frac{\Re T}{\mu}, \quad (4.2)$$

где  $\Re$  — универсальная газовая постоянная, а  $\mu$  — молекулярная масса, легко найдем для изотермического слоя или тонкого слоя, в котором можно считать  $T$  и  $g$  постоянными, так называемое *барометрическое уравнение*

$$p = p_0 e^{-\frac{\mu g}{\Re T} h}, \quad (4.3)$$

в котором  $p_0$  есть давление на уровне  $h=0$ . Мы видим, что газовое давление в атмосфере при неизменной температуре должно убывать экспоненциально, причем величина  $H$ , вытекающая из равенства

$$\frac{1}{H} = \frac{\mu g}{\Re T}, \quad (4.4)$$

определяет *высоту однородной атмосферы*, потому что если бы атмосфера была одинаковой плотности  $\rho_0$ , то давление ее оказалось бы равным  $p_0$  в том случае, когда высота ее равнялась бы  $\frac{\Re T}{\mu g}$ , т. е. введенной нами величине  $H$ . Вместе с тем  $H$  определяет так называемую *шкалу*

высот в атмосфере, так как согласно (4.3) плотность (или давление) бывает в  $e$  раз при возрастании высоты на величину  $H$ .

На Солнце  $g$  очень велико, поэтому  $H$  мало даже для самого легкого газа — водорода. В этом случае по формуле (4.4) определяется  $H^{-1} = 6,68 \cdot 10^{-8} \text{ см}^{-1}$  при  $T = 5000 \text{ К}$ , т. е.  $H = 150 \text{ км}$ . Именно поэтому мы смогли без труда объяснить резкий край у Солнца. Но у хромосферы наблюдения дают для водорода  $H = 600 \text{ км}$ . Если бы теоретическое значение  $H$  реально соблюдалось, то на протяжении 1200 км яркость хромосферы должна была уменьшиться в  $e^8 \approx 3000$  раз, а фактически она уменьшается не более чем в  $e^2 \approx 7,5$  раз, вся же хромосфера прослеживается до высот в 6—7 раз выше. Еще разительнее расхождение у  $\text{CaII}$ . Хромосфера в лучах  $\text{CaII}$  видна выше всего, а между тем по формуле (4.4) для  $\text{Ca}$  ( $\mu = 40$ ) высота однородной атмосферы должна быть еще в 40 раз меньше, чем у водорода. Действительное значение  $H$  у металлов — порядка 200—400 км.

Такое расхождение между теорией и наблюдениями может быть отчасти объяснено тем, что на самом деле хромосфера не изотермична, но становится горячее с высотой. Это предположение может объяснить и перевозбуждение атомов в хромосфере. Однако во многих отношениях разумнее предположить, что в хромосфере рядом существуют горячие и

холодные элементы, делающие ее среднюю температуру много выше 5000 К. Иначе невозможно понять одновременное присутствие в спектре хромосферы линий  $\text{HeII}$  и бальмеровской серии водорода.

Для определения температуры современная астрофизика располагает кроме спектrophотометрического метода еще другими средствами, из которых метод, основанный на нахождении ширины спектральной линии, весьма удобен. Идея этого метода такова. Как мы видели выше, средняя скорость частиц газа (молекул, атомов, электронов) растет с повышением температуры газа [формула (2.21) и рис. 11]. Вследствие эффекта Доплера это не может не проявиться в профиле спектральной линии (КПА 419), так как излучать будут атомы, обладающие самыми различными лучевыми скоростями. При всех условиях число частиц с нулевой составляющей скорости по лучу зрения будет наибольшим,

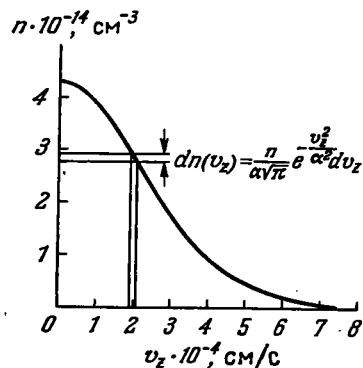


Рис. 25. Максвелловское распределение составляющих теплового движения частиц по одной координате, например по оси  $z$ , направленной к наблюдателю

так как сюда входят все частицы, движущиеся с любой скоростью перпендикулярно к лучу зрения. Распределение скоростей частиц по лучу зрения вытекает из максвелловского распределения (2.20), но в применении к одному направлению оно проще, а именно число частиц  $dn(v_z)$ , имеющих составляющую по оси  $z$  в пределах от  $v_z + \frac{1}{2} dv_z$  до  $v_z - \frac{1}{2} dv_z$ , равно (рис. 25)

$$dn(v_z) = \frac{n}{\alpha \sqrt{\pi}} e^{-\frac{v_z^2}{\alpha^2}} dv_z, \quad (4.5)$$

где  $\alpha$  определяется из (2.21) как наименьшая скорость движения частиц. Это распределение показано на рис. 25 для положительных скоростей  $v_z$ . Кривая должна быть дополнена распределением для отрицательных скоростей — такой же кривой, симметричной относительно  $v_z=0$ .

Соответственно, если каждый атом изучает чрезвычайно тонкую спектральную линию (т. е. она имеет очень малую ширину в шкале длин волн  $\lambda$ ), то при изучении ее движущимися атомами (так же, как и при поглощении) она расширится и ее профиль воспроизведет распределение по лучевым скоростям (по  $z$ -координате) излучающих (или поглощающих) частиц. Именно, распределение интенсивности в линии должно подчиняться формуле

$$I_z^*(\lambda) d\lambda = I(\lambda_0) e^{-\frac{c^2(\lambda-\lambda_0)^2}{\alpha^2 \lambda_0^2}} d\lambda. \quad (4.6)$$

Здесь  $I(\lambda) d\lambda$  обозначает количество энергии, содержащейся в интервале длин волн от  $\lambda + \frac{1}{2}d\lambda$  до  $\lambda - \frac{1}{2}d\lambda$ , а  $\lambda_0$  — длину волны центра линии. Переход от (4.5) к (4.6) осуществляется с помощью основной формулы принципа Доплера — Физо

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{v_z}{c} \quad (4.7)$$

(КПА 481), в которой под  $\Delta\lambda$  следует понимать отклонение  $\lambda - \lambda_0$  от центральной длины волны под влиянием движения по лучу зрения со скоростью  $v_z$ .

Обычно из наблюдений выводит *полуширину линии*, т. е. значение  $\delta\lambda = \lambda - \lambda_0$ , соответствующее половинной интенсивности, так что

$$e^{-\frac{mc^2\delta\lambda^2}{2\lambda_0^2 kT}} = \frac{1}{2}. \quad (4.8)$$

Есть много других факторов, расширяющих спектральные линии, в особенности, когда число излучающих (поглощающих) атомов велико. Об этом мы будем говорить в главе II. Близко к рассмотренному случаю лежит тоже доплеровское расширение, но происходящее вследствие макроскопических движений газовых масс. Когда газ находится в состоянии систематического движения, это приводит лишь к простому смещению спектральной линии как целого (ср. определение лучевой скорости вращения Солнца). Но при беспорядочных бурных движениях турбулентного характера, когда крупные и мелкие турбулентные ячейки движутся совершенно хаотически, произойдет расширение спектральных линий, которое отличается от расширения вследствие теплового движения атомов тем, что оно не зависит от атомной (молекулярной) массы элемента, производящего линию, в то время как в формуле (2.21) имеем  $m = 1,67 \cdot 10^{-24} \mu$  (см. § 2).

В этом случае определение температуры по формуле (2.21) теряет смысл, да и приводит оно к неприемлемым результатам. Действительно, ширина многих линий в спектре средней и верхней хромосферы такова, что позволяет заключить о турбулентных скоростях до 15—20 км/с. Если же определяемую из ширины хромосферных линий скорость в формуле (2.21) интерпретировать как  $\alpha$ , т. е. как  $\sqrt{2kT/1,67 \cdot 10^{-24} \mu}$ , то в применении к таким атомам, как, например, Са ( $\mu=40$ ), это даст температуру 500—700 тыс. кельвинов, что в применении к хромосфере выглядит совершенно неправдоподобно. В спектре некоторых звезд наблюдаются иногда несравненно большие ширины линий, которые указывают либо на турбулентные скорости в 50—70 км/с, либо на температуры выше полу миллиона кельвинов; последнее противоречит наблюдаемому спектру звезды.

Возвращаясь к вопросу о температуре хромосферы, следует отметить, что нижняя хромосфера более или менее однородна и имеет

$T \approx 4500\text{--}4800$  К. Но на высоте, большей 3—4 тыс км, появляются спикулы — горячие струи, температура которых достигает 15 000 К. Тут же, рядом со спикулами, происходит очень быстрый переход к очень горячей солнечной короне, когда на протяжении 50 000 км температура повышается сперва до нескольких сотен тысяч кельвинов, а затем до миллиона. При этом электронная концентрация в газе изменяется очень мало — всего на один порядок. Это — так называемая солнечная переходная зона. Таким образом, в хромосфере существуют холодные и горячие массы, а это свидетельствует об очень бурном перемешивании, делающем химический состав всей хромосферы однородным. Наблюдаемые различия высоты, которой достигают эмиссионные линии разных элементов, можно объяснить их разным количественным содержанием, изменениями ионизации и возбуждения. Остается объяснить источник нагрева и перегрева хромосферы.

Для этого нужно обратиться к явлениям конвективного перемешивания, которое начинается на большой глубине и уже в фотосфере проявляется в виде грануляции. Соответствующие им конвективные ячейки, поднимаясь выше, несут с собой тепло, поток которого в фотосфере мал сравнительно с теплом, переносимым путем излучения. Движения гранул сопровождаются мелкими турбулентными движениями.

При этом возникают местные нарушения равновесия, которые в виде упругих возмущений распространяются в форме горизонтальных и вертикальных волн. Такие акустические волны встречаются с различными значениями плотности и температуры, и тогда скорость их распространения, длины волн, скорость движения газовых масс в колебательных движениях изменяются. Может возрасти амплитуда колебаний настолько, что движение газа становится сверхзвуковым. Может оказаться запрещенным дальнейшее распространение колебаний, определяется поверхность, от которой волны отражаются, так что возникают стоячие волны.

Конечно, эта очень сложная картина движений может иметь множество последствий, доступных и недоступных наблюдению. Таковы, например, пятиминутные вертикальные колебания в фотосфере, амплитуда которых достигает  $\pm 25$  км при максимальных скоростях 250 км/с. Волны эти временами затухают или изменяют фазу на  $180^\circ$ , но сохраняют когерентность на протяжении от 1000 (гранулы) до 50 000 км.

Акустические волны очень долгого периода (десятки минут) не могут существовать на Солнце, но оказываются возможными так называемые гравитационные волны, т. е. такие, в которых колебания поддерживаются не упругими силами, а силой тяжести (например, волны на поверхности морей и океанов). Они могут иметь глобальный характер пульсации поверхностной зоны Солнца, включая глубинную конвективную зону его (см. главу IV).

Поскольку с высотой плотность падает, скорость частиц в волне возрастает, и если она превзойдет скорость распространения звуковых

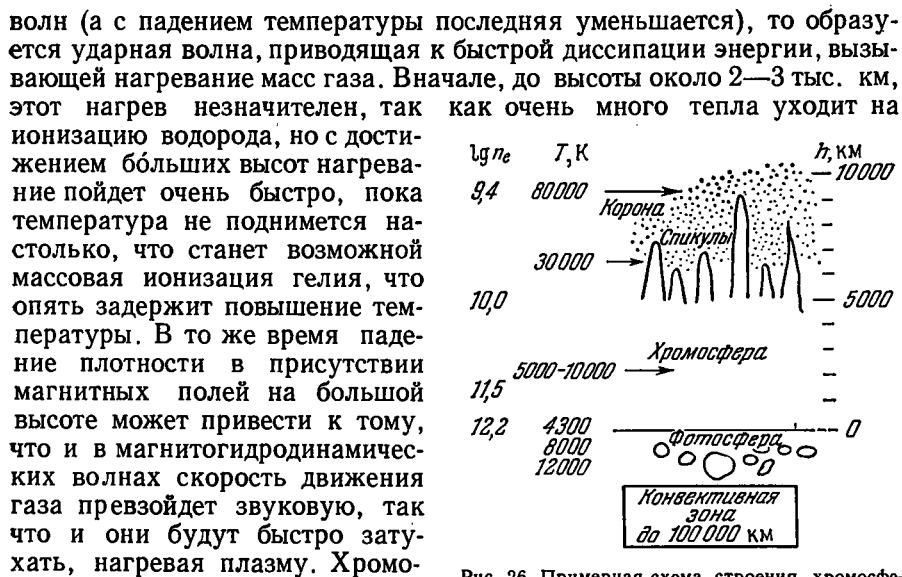


Рис. 26. Примерная схема строения хромосферы по де Ягеру. Указаны значения температуры и логарифма электронной концентрации  $n_e$  на разной высоте  $h$

Значительному нагреву на большой высоте спикул и аморфной хромосферы (до 20 000 K) способствует то, что сильно разреженный газ очень медленно охлаждается, так как взаимные столкновения частиц, которые приводят к их возбуждению и высвечиванию этого возбуждения, достаточно редки. Протуберанцы совсем не обладают столь высокой температурой, потому что их вещество более плотно.

Заметим, что схема распределения температуры в хромосфере (так же как указание электронной концентрации в ней), показанная на рис. 26, получает подтверждение из радионаблюдений Солнца, о чем мы будем говорить в следующем параграфе.

## § 5. СОЛНЕЧНАЯ КОРОНА

Корона составляет внешнюю атмосферу Солнца, переходя в самых внешних частях своих в межпланетную среду. Внешне она выглядит как серебристо-жемчужное сияние вокруг Солнца. В ней много деталей — лучи, перья, опахала, арки и т. п. В годы максимума солнечных пятен корона окружает все Солнце довольно симметричным образом и имеет в общем «растрепанный» вид (рис. 27). В годы минимума пятен она сжата у полюсов и вытянута вдоль экватора (рис. 28). Таким образом, в известной степени корона есть продукт солнечной активности.

Солнечная корона там, где она соприкасается с хромосферой, несравненно ярче, чем, скажем, на расстоянии 10—12' от солнечного

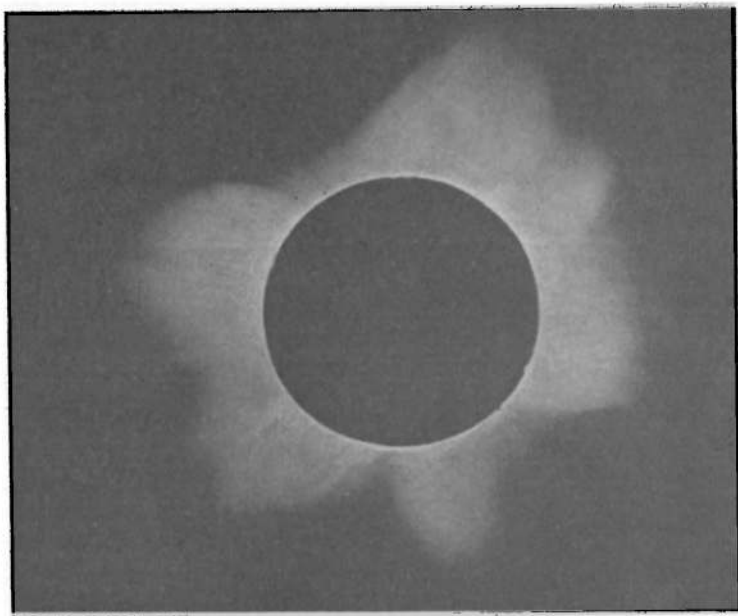


Рис. 27. Фотография солнечной короны во время затмения 19 июня 1936 г., полученная экспедицией Московского университета. «Максимальная» форма

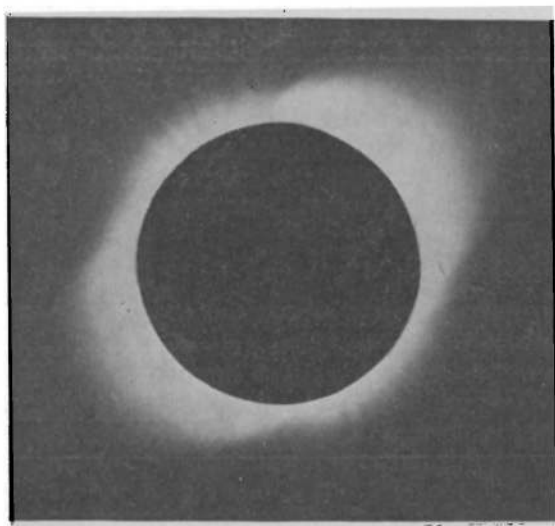


Рис. 28. Фотография солнечной короны во время затмения 30 июня 1954 г., полученная экспедицией Киевского университета. «Минимальная» форма

края, и дальше ее яркость продолжает убывать с высотой, но весьма медленно, так что она прослеживается на хороших фотографиях до расстояний от края Солнца, достигающих нескольких солнечных радиусов. Предел здесь кладет яркость фона неба, достигающая высокого уровня даже во время очень продолжительных затмений. Фотографий, полученные во время затмений с высоких гор и высотных самолетов, показывают простираание короны на десяток и более градусов от Солнца, где корона неприметно сливается с явлением зодиакального света (см. главу IX, § 39). Интегральный блеск короны составляет всего одну миллионную блеска Солнца (от  $1,3 \cdot 10^{-6}$  до  $0,8 \cdot 10^{-6}$ ). Даже самые яркие ее части ранее были недоступны наблюдениям вне затмений.

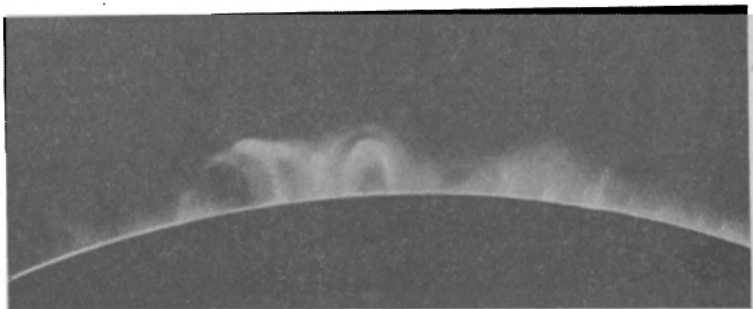


Рис. 29. Тонкая структура внутренней короны. Фотография получена вне затмения с коронографом Лио в свете зеленой корональной линии

Лишь за последние сорок лет, после изобретения внезатменного коронографа Лио (КПА 111), в котором паразитный свет от неба и свет, рассеянный внутри инструмента, сведены к минимуму, оказалось возможным наблюдать корону в любой хороший день на высокогорных обсерваториях. Но это относится только к наиболее яркой внутренней короне.

В спектральном отношении солнечная корона содержит три составляющих: L, K и F. L — эмиссионная компонента, состоящая из двух-трех десятков ярких линий, простирающихся до высоты около  $9'$ . Эти линии видны на фоне K-составляющей — непрерывного спектра. На высоте около  $3'$  от края Солнца к K-спектру начинает примешиваться в небольшом количестве F-составляющая, т. е. фраунгоферов спектр, качественно ничем не отличающийся от спектра солнечной фотосферы. F-спектр очень хорошо заметен уже на высоте  $10'$ , где кончается L-спектр, и эту высоту считают границей *внутренней короны* (рис. 29). Выше лежит *внешняя корона*, спектр которой на высоте  $20'$  и больше состоит преимущественно из F-компоненты. Интегральный блеск F-компоненты составляет около  $0,3 \cdot 10^{-6}$  блеска Солнца.

Свет внутренней короны заметно поляризован. После высоты над краем  $10'$  поляризация, достигнув значения около 45%, быстро



падает. Можно считать, что поляризована К-компонента, а F-компонента — нет. Поляризация такова, что электрический вектор поляризованной составляющей света перпендикулярен к радиусу-вектору (в картинной плоскости), исходящему из центра Солнца.

Продолжительность наблюдений солнечной короны во время затмения вдоль всей полосы полной фазы составляет обычно 2—3 часа. За это время в короне обнаруживаются лишь самые незначительные движения. Но если корону систематически наблюдать вне затмений на коронографе Лию, нетрудно заметить изменения в короне от одного дня к другому. Повторение формы изофот L-короны в свете той или другой линии, а также устойчиво повторяющегося повышения ее излучения приблизительно через две недели (изофоты, бывшие на одном краю, переносятся на другой край Солнца) и через четыре недели (изофоты повторяются на данном краю) позволило установить с полной уверенностью факт вращения короны и найти период ее вращения — он совпал с периодом вращения Солнца, выводимым по солнечным пятнам и факелам. Корональные образования, пятна и факелы неразрывно связаны между собой.

### ФИЗИЧЕСКОЕ СОСТОЯНИЕ КОРОНЫ

Уже большое простираание короны по высоте внушает мысль о ее чрезвычайно высокой температуре [см. формулу (4.4)]. Такая идея находит себе подтверждение при объяснении К-составляющей. Спектр ее воспроизводит *непрерывный* спектр Солнца без фраунгоферовых линий. Если это рассеяние света фотосферы с ее фраунгоферовыми линиями, то исчезновение последних можно объяснить, лишь прибегнув к эффекту Доплера (КПА 481). Движущаяся частица рассеивает падающий на нее свет со сдвигом по длине волны, соответствующим ее движению относительно освещающего источника и движению по лучу зрения наблюдателя. Но частицы в короне движутся беспорядочно и рассматриваемый сдвиг приводит к размазыванию спектральной линии, тем более сильному, чем больше средняя скорость движения частиц. В спектре К-короны все же удастся обнаружить на месте H и K-линий CaII небольшое, но очень широкое (до 100 Å) понижение интенсивности (*депрессию*). Этой ширине соответствует скорость по лучу зрения к нам и от нас до  $1/_{80}$  скорости света, т. е. около 7500 км/с. Несложный расчет, основанный на формуле (2.19), показывает, что водородные атомы имеют подобные скорости движения при температуре до 100 млн кельвинов, но при такой температуре все атомы водорода ионизованы. Из двух его составляющих не протоны, а более легкие электроны обладают особенно высокой способностью рассеивать свет. Из-за своей малой массы они имеют несравненно большие скорости теплового движения, так что указанное выше размазывание спектральных линий они дадут уже при температуре порядка немногих миллионов кельвинов.

Сильное рассеяние света электронами, так называемое томсоновское рассеяние \*), сопровождается поляризацией рассеянного света, что также наблюдается в короне. Поляризация должна быть радиальной, в соответствии с наблюдениями; она должна быть полной при рассеянии под прямым углом. Но на любой электрон приходит излучение от разных точек близкого солнечного диска, т. е. с разных направлений. Кроме того, на одном луче зрения расположены электроны, лежащие и ближе и дальше картинной плоскости, т. е. рассеивающие в сторону

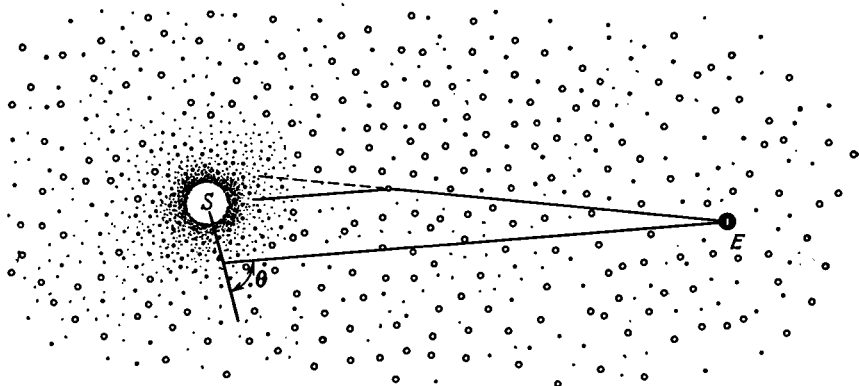


Рис. 30. Схема солнечной короны. S — Солнце, E — Земля. Точками обозначены электроны, кружками — пылинки,  $\theta$  — угол рассеяния

Земли приходящее к ним излучение не под прямым углом. Еще более важно то, что к свету К-короны присоединяется мало поляризованный свет F-короны.

Что касается F-короны, то ее следует считать результатом рассеяния солнечного света частицами пыли, окружающими Солнце и движущимися в межпланетном пространстве на близких и далеких расстояниях от Солнца, вплоть до земной орбиты. На рис. 30 показана схема образования К- и F-короны. Точками обозначены электроны, кружками — твердые частицы. В непосредственной близости к Солнцу твердые частицы существовать не могут: они испаряются. F-корона бесструктурна и образует аморфный фон для К-короны, которая несет всю сложность видимого строения короны.

\*) Дж. Дж. Томсоном дана следующая формула для рассеяния одним электроном, в пределах телесного угла  $d\omega$ , в направлении угла  $\theta$ :

$$ds = \frac{e^4}{2m^2c^4} (1 + \cos^2 \theta) d\omega. \text{ Во всех направлениях электрон рассеивает } s = \frac{8\pi}{3} (e^2/mc^2)^2 = 0,66 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2 \text{ падающего излучения, а в пересчете на единицу длины, равную радиусу Солнца, коэффициент рассеяния равен } S = 4,60 \cdot 10^{-14} n_e, \text{ где } n_e \text{ — число электронов в } 1 \text{ см}^3. \text{ Эта формула позволяет подсчитать электронную концентрацию } n_e \text{ в короне, исходя из видимого распределения яркости в ней.}$$

## ЭМИССИОННЫЙ СПЕКТР КОРОНЫ И ЕГО ИНТЕРПРЕТАЦИЯ

К тому же выводу о высокой температуре короны приводит анализ эмиссионных линий L-короны. Эмиссионный спектр короны известен давно, и он ставил в тупик исследователей, потому что ни одну из корональных спектральных линий не удалось отождествить ни с одним из лабораторных источников излучения. Положение казалось настолько безнадежным, что исследователи подумывали о каком-то неизвестном на Земле очень легком газе «коронии». Положение разъяснилось лишь к сороковым годам нашего столетия, когда шведскому физiku Эдлену удалось полностью расшифровать эмиссионный спектр короны как излучение при запрещенных переходах у многократно ионизованных атомов Fe, Ne, Ca, Ar. В таблице 4 приведены наиболее яркие

Таблица 4

Эмиссионный спектр короны в оптическом диапазоне  
(приведены наиболее яркие линии в порядке убывания интенсивностей)

Название корональной линии	Ее длина волны, Å	Отождествление	Ионизационный потенциал, эВ	Равновесная температура, $10^6$ K
Зеленая	5 302,86	FeXIII	325	2,5
Инфракрасная	10 746,80	FeXIII	325	2,5
»	10 797,95	FeXIII	325	2,5
Ультрафиолетовая	3 388,1	FeXIII	325	2,5
Красная	6 374,51	FeX	233	1,8
Ближняя инфракрасная	7 891,94	FeXI	261	2,0
Желтая *)	5 694,42	CaXV	814	6,3
Вторая красная	6 701,83	NiXV	422	3,3
Вторая зеленая	5 116,03	NiXIII	350	2,7
Вторая ультрафиолетовая	3 601,0	NiXVI	455	3,5
Фиолетовая	4 231,4	NiXII	318	2,5
	3 718	CrXI	244	1,9

\*) Очень переменная интенсивность. Иногда очень сильная.

линии спектра короны, их отождествление и необходимые для соответствующей ионизации потенциалы, а также необходимая для этого температура \*).

Кроме того, в спектре солнечной короны наблюдаются также яркие хромосферные линии H, K, D<sub>3</sub> и H<sub>α</sub>, но это может быть просто результатом рассеяния в короне излучения протуберанцев.

Конечно, и при более низкой температуре, чем указанная в последнем столбце таблицы, может быть достаточная ионизация за счет того, что всегда имеется немало частиц, движущихся со скоростью, много

\*) Она вычислена формально, на основании равенства потенциала ионизации  $\chi$  и энергии частицы, движущейся со средней квадратичной скоростью, соответствующей данной температуре, т. е.  $\chi = \frac{1}{2}mv^2 = \frac{3}{2}kT$ , и называется кинетической температурой.

большей, чем наиболее вероятная при данной температуре. Все же высокая кинетическая температура короны (до 1,5 млн кельвинов) не вызывает сомнений. Весьма быстрое беспорядочное движение ионов вызывает расширение спектральных линий L-короны (конечно, не такое, как при замыкании спектральных линий в K-короне, потому что ионы много тяжелее электронов). Полуширина зеленой корональной линии (КПА 420) достигает 1,3 Å, а в среднем она равна 0,8—0,9 Å, чему соответствует скорость движения атомов железа по лучу зрения 25 км/с или температура 2,1 млн кельвинов. Более высоких температур требует 14-кратная ионизация атомов Ca, в результате чего возникает желтая корональная линия, но она достигает большой интенсивности лишь иногда в отдельных местах короны, связанных с активными процессами на Солнце.

Относительная интенсивность зеленой и красной линий короны тоже сильно меняется во времени, а так как они происходят от очень разных стадий ионизации — 12- и 9-кратной, — то это говорит о весьма различных степенях возбуждения вещества короны. Впрочем, расчеты показывают, что температура для этого должна меняться в очень небольших пределах и в целом, за исключением отдельных местных возмущений, корону можно считать изотермичной с температурой около 1,5 млн кельвинов.

Особо интересно то, что корональные линии видимого и ближнего ультрафиолетового диапазона — запрещенные, — обстоятельство, которое предопределило невозможность их лабораторного воспроизведения. Верхний энергетический уровень для каждой корональной линии является *метастабильным*, т. е. таким, при котором переход на все лежащие ниже уровни запрещен. Этот запрет не носит абсолютного характера, но каждый такой переход маловероятен, так что при отсутствии внешних воздействий атом может находиться на метастабильном уровне десятки и даже сотни секунд, в то время как на обычном уровне он удерживается  $10^{-8}$  с. В фотосфере и хромосфере Солнца, где концентрация атомов и электронов высока, столкновения очень легко сбивают атом с метастабильного уровня. То же делают и фотоны, плотность которых внизу гораздо больше, чем наверху. Но в короне столкновения ионов друг с другом, ионов с электронами и фотонами очень редки, так что ионы на метастабильном уровне накапливаются в довольно значительном числе \*), и тогда маловероятные переходы в нижнее энергетическое состояние происходят в общем достаточно часто, чтобы породить яркую запрещенную линию.

В далекой ультрафиолетовой и рентгеновской областях спектра имеется много сильных корональных эмиссионных линий, относящихся к разрешенным переходам.

---

\*) Плотность солнечного излучения во внутренней короне достаточно высока, но мало жестких фотонов, способных вывести ион с метастабильного уровня на ближайший верхний уровень, который у рассматриваемых ионов весьма высок.

## РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ КОРОНЫ И ХРОМОСФЕРЫ

Независимые сведения о плотности вещества и температуре короны дают радионаблюдения Солнца.

О том, что Солнце является мощным источником радиоизлучения, прежде всего на метровом диапазоне, стало известно в 1942—1943 гг. (Саусворс, Ребер), но лишь пять лет спустя, в связи с затмением Солнца, стало ясно, что излучателем на метровых волнах является не фотосфера Солнца, а его корона: при полной фазе затмения радиоизлучение Солнца далеко не сводилось к нулю (Хайкин, Чихачев). Наоборот, в радиоволнах затмение началось значительно раньше оптического затмения, а кончилось позже; радиозатмение продолжалось и в то время, когда Луна проектировалась только на корону, а не на диск Солнца.

Дальнейшие многочисленные исследования солнечного радиоизлучения показали, что оно состоит из двух компонент — постоянной и спорадической. Вторая может превосходить первую в тысячи раз и

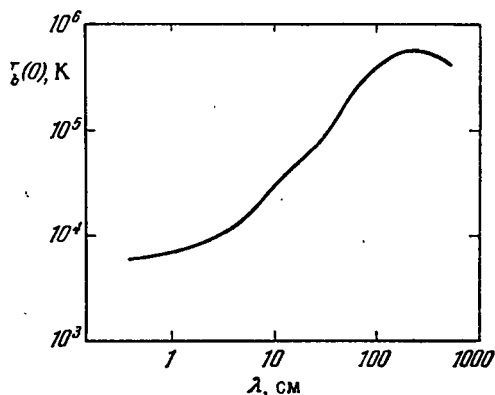


Рис. 31. Яркостная температура Солнца в центре диска в функции длины волны  $\lambda$  (см)

связана с активными образованиями на Солнце; мы о ней будем говорить дальше (см. § 6). Первая присуща Солнцу постоянно, хотя и несколько изменяется. Ее можно считать тепловой составляющей, вызванной главным образом свободно-свободными переходами электронов в электрическом поле ионов.

Определение яркостной температуры Солнца по тепловому радиоизлучению (КПА 394, 455) привело к любопытному результату: темпе-

ратура  $T$  зависит от используемой длины волны (рис. 31). На метровом диапазоне она достигает миллиона кельвинов, а на сантиметровых и миллиметровых волнах оказывается порядка 10 000 К и ниже. Вместе с тем применение радиотелескопов с высокой разрешающей силой показало, что в сантиметровом диапазоне размеры Солнца лишь немногим превосходят оптические. Отсюда следует, что коротковолновое излучение Солнца выходит в основном из больших глубин, вплоть до самой нижней хромосферы, а длинноволновое — из короны, из ее слоев, тем более высоких, чем длиннее используемая волна.

В самом деле, теория распространения радиоволн в плазме показывает, что показатель преломления для них

$$n = \left(1 - \frac{v_0^2}{v^2}\right)^{1/2}, \quad (5.1)$$

где  $\nu$  — частота колебаний в радиоволне, а  $\nu_0$  — собственная частота колебаний плазмы (так называемая критическая частота), причем

$$\nu = \left( \frac{e^2 n_e}{\pi m} \right)^{1/2} = 8,98 \cdot 10^{-3} \sqrt{n_e} [\text{МГц}], \quad (5.2)$$

где  $n_e$  — число электронов в  $1 \text{ см}^3$ ,  $m$  и  $e$  — масса и заряд электрона. Когда частота  $\nu$  становится меньше критической плазменной частоты  $\nu_0$ , коэффициент  $n$  становится мнимым. Это будет в среде, где электронная концентрация превосходит предел, т. е.

$$n_e > \frac{\nu^2 \pi m}{e^2} = \frac{c^2 \pi m}{\lambda^2 e^2}. \quad (5.3)$$

Область, где показатель  $n$  переходит через нуль, лежит в атмосфере Солнца и тем выше, чем больше длина волны  $\lambda$  или чем меньше частота  $\nu$ . Слой, где  $n=0$ , становится непроходимым для частот  $\nu \leq \nu_0$ , как извне, так как он отражает все проходящие волны, так и изнутри, где распространение таких волн становится невозможным, поскольку с увеличением  $n_e$  показатель  $n$  стал мнимым. Кроме того, поглощение у критической частоты становится очень большим: коэффициент поглощения  $\kappa$  обратно пропорционален показателю  $n$ :

$$\kappa = \zeta \frac{n_e^2}{n \nu^2 T_{el}^{3/2}}. \quad (5.4)$$

Здесь  $T_{el}$  — электронная температура, а  $\zeta$  — незначительный фактор:  $\zeta = 1,32 \cdot 10^{-2} \ln(367 T_{el} n_e^{-1/3})$ , который в условиях солнечной хромосферы и короны имеет значение от 0,1 до 0,2.

Из формулы (5.3) вытекает, что волны с  $\lambda=1 \text{ м}$  не могут пройти через плазму, имеющую  $n_e > 10^9 \text{ см}^{-3}$ ; для  $\lambda=10 \text{ см}$  плазма непроходима, если  $n_e > 10^{11} \text{ см}^{-3}$ . Но как раз плотности такого порядка и найдены в хромосфере. Для  $\lambda=3 \text{ м}$  ( $\nu=100 \text{ МГц}$ ) критическое значение электронной концентрации  $n_e=10^9 \text{ см}^{-3}$ , что следует признать типичным для внутренней короны.

Из (5.4) видно, что при высокой температуре короны поглощение в ней уменьшается, за исключением частот, близких к критической; с высотой коэффициент  $\kappa$  еще более падает из-за падения электронной концентрации. Тем не менее значительное поглощение радиоволн в короне остается и в частотах, больших  $\nu_0$ , так что из короны собственное ее излучение данной частоты выходит наружу сильно ослабленным даже с такого высокого уровня, где значение концентрации  $n_e$  еще значительно меньше критического (5.3).

В целом распределение яркости по радиодиску Солнца весьма сложно меняется в зависимости от длины волны. В метровом диапазоне яркость равномерно падает от максимума в центре до нуля при расстояниях от центра до  $2R_\odot$ . Впрочем, в радиодиапазоне корона проследивается гораздо дальше при наблюдении какого-либо близкого к эклиптике радиисточника, когда Солнце надвигается на него в своем годичном движении по небу и он начинает просвечивать сквозь солнечную «сверхкорону», которая его «затмевает». «Затмение» выража-

ется в увеличении угловых размеров источника и небольшом ослаблении потока, идущего от него, вследствие рассеяния излучения на корональных электронах или на неоднородностях короны. Первоначально эффекты подобного рода наблюдались лишь при затмениях мощного источника радиоизлучения Телец А (см. § 28). Их можно было проследить до расстояний  $20R_{\odot}$  от центра Солнца. В последнее время удалось наблюдать рассеяние радиоволн на корональных неоднородностях или просвечивании сквозь корону нескольких более слабых источников. Оказалось, что такие неоднородности уверенно прослеживаются в экваториальном направлении на расстояниях до  $55R_{\odot}$ , а в полярном — до  $40R_{\odot}$ , хотя в отдельных редких случаях в плоскости солнечного экватора рассеяние наблюдалось вплоть до  $120R_{\odot}$ , но это, конечно, не сама корона, а отдельные выбросы солнечной плазмы (см. § 6 и 7).

Начиная с длин волн 140 см и меньше центр радиодиска Солнца выглядит менее ярким, чем части его, лежащие ближе к периферии, так что радиоизображение Солнца подобно размытому кольцу, внутрь и наружу от которого яркость падает. Впрочем, кольцо, о котором мы говорим, имеет разрыв у полюсов вращения Солнца, так как вдоль полярного диаметра солнечная корона не имеет увеличения яркости от центра к краю диска. У волн 50—140 см радиус этого кольца меньше оптического радиуса Солнца  $R_{\odot}$ , а при 20—10 см кольцо чуть больше  $R_{\odot}$ , спад наружу очень резкий, а яркость кольца, сравнительно с яркостью центра диска, очень высока.

Объяснение состоит в том (см. рис. 9), что из-за хорошей прозрачности короны в дециметровых волнах точчас за краем солнечного диска протяженность излучающего столба короны все более возрастает из-за приближения луча зрения к касательной, а на самом краю сразу удваивается, так как до края наблюдалась только корона, находящаяся впереди солнечного диска.

## НЕПРЕРЫВНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ КОРОНЫ. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПЛОТНОСТИ И ТЕМПЕРАТУРЫ В ХРОМОСФЕРЕ И КОРОНЕ

Непрерывное излучение короны в оптическом диапазоне, как мы видели выше, вызывается рассеянием потока солнечного излучения на свободных электронах, и потому яркость короны пропорциональна числу электронов вдоль луча зрения, пересекающего корону (не следует забывать также и об уменьшении освещающего потока с удалением от Солнца). В радиодиапазоне излучение короны есть результат свободно-свободных переходов электронов в полях ионов. Впрочем, это справедливо и для излучения короны в далекой ультрафиолетовой и рентгеновской областях, где присоединяется еще механизм излучения при рекомбинациях ионов, когда электрон возвращается на основной уровень. Последний механизм эффективен также и в хромосфере.

Вероятность необходимых для собственного излучения встреч электронов с ионами пропорциональна произведению числа тех и других,  $n_i n_e$ , но так как почти во всех светящихся космических объектах водород решительно преобладает над всеми другими элементами, а в короне он полностью ионизован, то можно считать  $n_i = n_e$ , а излучение элемента объема пропорциональным  $n_e^2$ . Столб светящегося газа (если в нем нет заметного самопоглощения излучения) будет излучать пропорционально квадрату числа электронов, находящихся в этом столбе, т. е. пропорционально интегралу

$$\int n_e^2 ds, \quad (5.5)$$

который берется между границами излучающего столба. Этот интеграл называется *мерой эмиссии*. Но коэффициент пропорциональности между интенсивностью излучения  $I$  и мерой эмиссии есть, как правило, весьма сложная функция частоты и электронной температуры  $T_e$ , учитывающая самый механизм излучения. Обозначим эту функцию  $\Phi_\nu(T_e)$  и запишем

$$I_\nu = \Phi_\nu(T_e) \int n_e^2 ds. \quad (5.6)$$

Из комбинации всех наблюдательных фактов, относящихся к оптической и радиояркости короны и хромосферы в разных длинах волн и на разных расстояниях от центра Солнца, строились различные их модели, т. е. распределение электронной концентрации и температуры по высоте. Одна из таких моделей представлена в таблице 5.

Кроме того, что солнечная корона является мощным излучателем радиоволн, она дает много ультрафиолетового излучения, в основном за счет водорода и гелия при очень высокой температуре, причем решающая роль здесь принадлежит слою, переходному между хромосферой и короной, где плотность вещества еще довольно велика и температура приближается к  $10^6$  К. В этих условиях становится заметным рентгеновское излучение Солнца. Рентгеновская фотография (рис. 32) показывает усиление яркости к краю диска и огромное усиление яркости над теми областями Солнца, где спектрогелиограмма обнаруживает факельные поля. Рентгеновская фотография дает вид Солнца, очень сходный с изображением Солнца в радиодиапазоне на волне 9,1 см, кроме усиления яркости к краю диска, что соответствует излучению нижней короны. Однако в радиодиапазоне есть сильное потемнение к краю диска. Рентгеновский диск Солнца превышает оптический на 43 000 км. Наконец, переходы между высокими уровнями ионов Fe, Ni, Ca, являющиеся необходимым следствием переходов, порождающих известные корональные линии, дают излучение сильных линий в далекой ультрафиолетовой области спектра. Эти линии должны быть видны на диске Солнца, как и упомянутое выше корональное рентгеновское излучение.

Мы не рассматривали до сих пор влияния магнитных полей на корону, хотя оно заметно не только в облике возмущенной короны, но также и у короны спокойной; таковы, например, *полярные щеточки* — лучики, наблюдающиеся у полюсов сплюснутой «минимальной» короны. Около таких струй, перпендикулярно к их направлению, наблюдается преимущественное рассеяние радиоизлучения покрываемых короной космических источников (Солнце заслоняет их в своем годичном движении по эклиптике). В достаточной близости от Солнца именно магнитное поле определяет направление плазменных струй. В большем отдалении эта определяющая роль исчезает, так как дипольное поле ослабляется быстро, пропорционально  $r^{-3}$ , тогда как плотность вещества в расширяющейся короне — пропорционально  $r^{-2}$ . Вращение короны тоже определяется вращением магнитных полей Солнца,



Таблица 5

Распределение плотности водорода  $n_H$  см<sup>-3</sup>, электронной концентрации  $n_e$  см<sup>-3</sup> и электронной температуры  $T_e$  в хромосфере и короне (невозмущенных)

h, км	$\rho = \frac{r}{R_{\odot}}$	Хромосфера				lg n <sub>e</sub> в спокойной короне				T <sub>el</sub> , K										
		lg n <sub>H</sub> *)	lg n <sub>e</sub>	T <sub>el</sub> , K	Горячие элементы		минимальной		максимальной											
					lg n <sub>e</sub>	T <sub>el</sub> , K	экватор	полюс	экватор		полюс									
0		15,6																		
1 000		13,5	11,3	4 400		4 400														
2 000		12,8	10,8	4 500	11,3	9 000														
3 000		12,3	10,5	4 800	10,9	12 000														
4 000		11,9	10,0	8 000	10,6	15 000														
		Между спикулами				Спикулы														
6 000	1,009	9,4	9,4	} > 10 <sup>5</sup>	10,9	15 000														
8 000	1,012	9,0	9,0		10,6	16 000														
10 000	1,014	8,8	8,8		10,5															
15 000	1,022						8,6	8,45	8,9	8,6										
21 000	1,03						8,3	8,1												
42 000	1,06						8,2	8,0	8,8	8,5										
70 000	1,1						8,1	7,8	8,7	8,4										
140 000	1,2						7,9	7,6	8,5	8,2										
280 000	1,4						7,6	7,1	8,2	7,9										
420 000	1,6						7,1	6,4	7,7	7,4										
700 000	2,0						6,7	5,9	7,3	7,0										
1 400 000	3,0						6,2	5,3	6,8	6,4										
2 800 000	5,0						5,6	4,2	5,6	5,6										
6 200 000	10						4,8	3,4	4,6	4,6										
13 000 000	20						4,0													
44 000 000	65						3,4													
150 000 000	215						3,0													
							2,8													

\*) При  $T > 8000$  К число атомов (в основном в форме ионизованных атомов водорода) равно числу электронов.

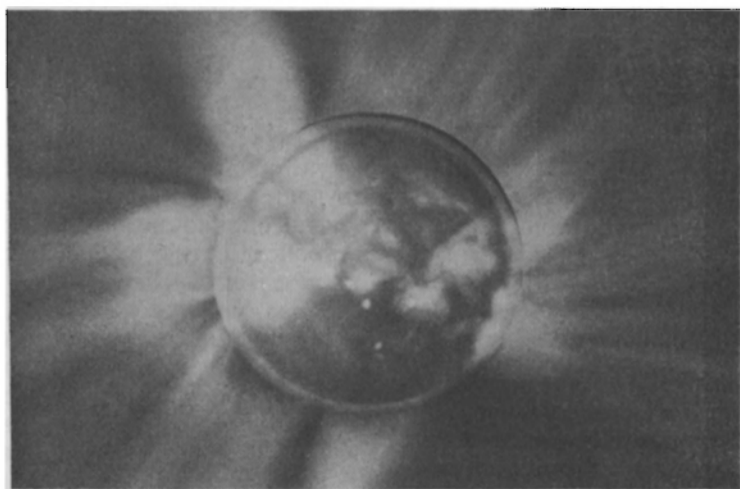
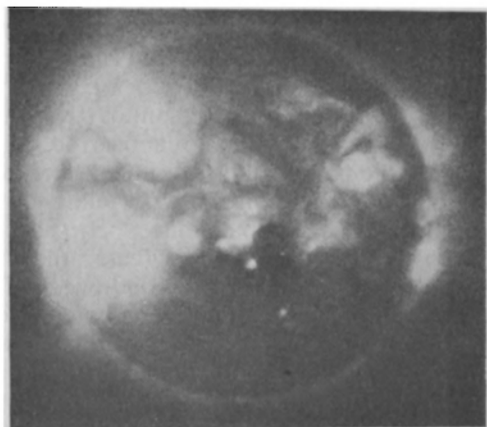


Рис. 32. Вверху — фотография солнечной короны в рентгеновских лучах (3—30 Å и 44—55 Å) полученная в день полного солнечного затмения 7 марта 1970 г. Во время самого затмения корона была заснята в белом свете. Внизу дано наложение верхнего снимка на фотографию короны в оптической области спектра. Видно хорошее соответствие между деталями, проектирующимися на солнечный диск и вне его

которыми она увлекается. Как мы видели выше, период ее вращения не отличается от периода вращения фотосферы.

Нам остается рассмотреть вопрос о причине сильного нагрева короны, начиная с самых низких ее слоев. К счастью, нет необходимости искать специальные источники высокой температуры короны: они те же, что и в хромосфере. Это — диссипация звуковых волн, когда они,

распространяясь снизу, превращаются в менее плотной среде в ударные волны, нагревают сравнительно плотные еще слои верхней хромосферы и нижней короны. На уровне 50 000 км выше фотосферы уже господствует температура 1—1,5 млн кельвинов. Как мы видели, переход от хромосферы к короне совершается быстро, переходный слой тонок. Монохроматические фотографии Солнца в далекой ультрафиолетовой области показывают значительное излучение в не столь высокотемпературных линиях, как корональные. Это — в порядке возрастания температур — излучение в  $L_{\alpha}$  (еще чисто хромосферное излучение с  $T=20\,000\text{ K}$ ), CIII, OVI (30 000 K), в NeVII (60 000 K) и, наконец, в MgX — чисто корональное излучение с  $T=1,5 \cdot 10^6\text{ K}$ . Резонансная линия HeII 304 Å тоже относится к хромосферным и частично — к переходному слою. Доходящий на этом пути до короны поток энергии — порядка  $10^6\text{ эрг/(с}\cdot\text{см}^2)$ . Он должен компенсироваться равным по величине оттоком тепла. Полностью ионизованная плазма отличается очень высокой теплопроводностью, и поэтому из короны значительная часть тепла идет обратно вниз через переходную зону. Вверх унос тепла через проводимость менее эффективен, так как концентрация  $n_e$  электронов быстро падает с высотой, но он в состоянии поддерживать внешнюю корону на том же высоком температурном уровне, так как расход энергии в короне при ее излучении невелик; из-за низкой концентрации столкновения электронов с ионами и между собой очень редки. Наибольшая доля собственного коронального излучения приходится на рентгеновскую область, и в целом все оно составляет около  $10^{-7}$  от общего излучения всего Солнца. С другой стороны, если бы корона перегрелась очень сильно, возник бы мощный отток протонов в межпланетное пространство, так как их скорость превзошла бы «скорость ускользания», т. е. такую скорость, когда частица, преодолев притяжение небесного тела, может его покинуть, двигаясь по параболической траектории. Параболическая скорость вблизи поверхности Солнца около 620 км/с. При температуре  $10^6\text{ K}$  средняя квадратичная скорость протонов 160 км/с, но среди протонов есть довольно высокая доля таких, которые обладают значительно большими скоростями, в том числе и превышающими скорость ускользания. Они и уносят с собой избыточную энергию короны, поддерживая ее в стационарном состоянии. Диссипация самой короны является источником ее охлаждения. Конечно, еще раньше скорость теплового движения электронов превзойдет параболическую. Но их чрезмерному оттоку будет препятствовать образующийся вследствие этого положительный заряд короны.

## § 6. НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ПРОЦЕССЫ НА СОЛНЦЕ

### ОБНАРУЖЕНИЕ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ НА СОЛНЦЕ

Огромную роль в жизни Солнца играют магнитные поля. Раньше других они были обнаружены в солнечных пятнах, где их напряженность особенно велика.

Магнитные поля на Солнце исследуются на основе явления Зеемана, наблюдаемого, когда источник света находится в магнитном поле. Теория и лабораторные опыты показывают \*), что в магнитном поле многие спектральные линии испытывают заметное расщепление. В простейшем случае (нормальный эффект Зеемана), при направлении света вдоль магнитных силовых линий, спектральная линия с частотой  $\nu$  распадается на две компоненты (дублет)  $n_V$  и  $n_R$  с частотами  $\nu + \Delta\nu$  и  $\nu - \Delta\nu$  соответственно, поляризованными по кругу в противоположных направлениях (продольный эффект Зеемана). В зависимости от того, какая из компонент,  $n_V$  или  $n_R$ , и в каком направлении (влево или вправо) поляризована, определяется знак магнитного поля. При распространении света перпендикулярно к магнитным силовым линиям спектральная линия расщепляется на три компоненты (триплет):  $\pi$  с частотой  $\nu$  и две  $\sigma$  с частотами  $\nu + \Delta\nu$  и  $\nu - \Delta\nu$  (поперечный эффект Зеемана). Компоненты  $\pi$  и  $\sigma$  линейно поляризованы во взаимно перпендикулярных направлениях.

Расширение и даже расщепление некоторых линий в спектрах пятен наблюдалось еще на заре астроспектроскопии (1866 г., Локьер), но лишь в 1908 г. Хэйл применил к расщепленным компонентам поляризационный анализ и убедился в их поляризации, что бесспорно доказывало наличие эффекта, открытого Зееманом еще в 1896 г. Что касается величины расщепления, то она прямо пропорциональна напряженности магнитного поля  $H$  и в длинах волн выражается формулой

$$\Delta\lambda = CHg\lambda^2.$$

Здесь  $H$  выражена в эрстедах (Э),  $\lambda$  — в см,  $C = 4,7 \cdot 10^{-5}$ , а через  $g$  обозначена разность произведений факторов Ланде  $g_i$  на проекции магнитных квантовых чисел для верхнего и нижнего уровней перехода, т. е.

$$g = g_i M_i - g_k M_k.$$

Величина  $g$  заметно различается у разных линий.

Таким образом, наибольшее зеемановское расщепление дают линии с большим значением фактора  $g$  и, конечно, в длинноволновой части спектра. При солнечных наблюдениях отдают предпочтение линиям железа: зеленой  $\lambda 5250,2 \text{ \AA}$  ( $g\lambda^2 = 83$ ) и красной  $\lambda 6302,5 \text{ \AA}$  ( $g\lambda^2 = 100$ ). Они не очень широки и дают расщепление  $3,9 \cdot 10^{-3}$  и  $4,6 \cdot 10^{-5} \text{ \AA/Э}$  соответственно. Так как наибольшие наблюдаемые на Солнце расщепления спектральных линий не превышают  $0,1 \text{ \AA}$ , то для их уверенного измерения и поляризационного исследования применяют дифракционные решетки с очень большой дисперсией и используют спектры высоких порядков (четвертый, пятый).

---

\*) См. Ландсберг Г. С. Оптика.—5-е изд.— М.: Наука, 1976 и Шпольский Э. В. Атомная физика.—6-е изд.— М.: Наука, 1974.— Т. 1.

Для поляризационных исследований служит накладываемая на щель спектро스코па почти микроскопическая мозаика из полярроидов, попеременно гасящих линейно поляризованный свет во взаимно перпендикулярных направлениях. Для поперечного эффекта Зеемана этого оказывается достаточным. При продольном эффекте круговую поляризацию компонент сначала превращают в линейную при помощи пластинки в «четверть длины волны» \*).

Спектральная линия после такого приспособления приобретает зигзагообразный характер в зависимости от того, на какой элемент мозаики падает свет исследуемого солнечного пятна (рис. 33).

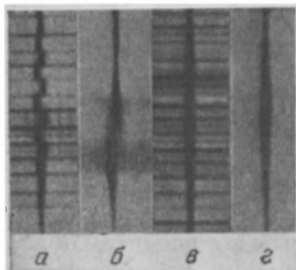


Рис. 33. Эффект Зеемана в спектрах солнечных пятен. Показан вид спектральной линии в следующих четырех вариантах: а), б) на щели два пятна, находящихся вблизи центра солнечного диска; в), г) на щели одно пятно близ солнечного края. Перед самой щелью поставлены: а) сложная мозаика полярроидов с чередующимися направлениями поляризации и пластинка в  $\frac{1}{4}\lambda$ ; б) одна пластинка в  $\frac{1}{4}\lambda$  и один полярроид; гашение сначала одной, а потом другой компоненты говорит о разной поляризации пятен; в) сложная пластинка в  $\frac{1}{2}\lambda$  и полярроид, гасящий попеременно то несмещенную компоненту, то смещенные; г) простая пластинка в  $\frac{1}{2}\lambda$  и полярроид, погасивший несмещенную компоненту. В обоих случаях — [(а), (б)] и [(в), (г)] — наблюдается триплет, но это происходит от того, что ни в том, ни в другом случае нет чистой картины: пятна лежат не точно в центре или на краю диска и поляризация — эллиптическая

Описанный способ изучения эффекта Зеемана на Солнце позволяет обнаружить магнитное поле напряженностью в несколько сотен эрстед, с ошибкой около 100 Э. Применение фотоэлементов позволило значительно повысить чувствительность метода и регистрировать поля напряженностью в 1—2 Э, которые встречаются в любой точке солнечного диска. Идея этого метода (предложенного Бэбкоками) состоит в следующем. Пусть спектральная линия расщеплена на две компоненты, поляризованные по кругу в противоположном направлении, как это бывает в продольном эффекте Зеемана. Величина расщепления столь невелика, что даже расширение незаметно. Однако линия состоит из двух по-разному поляризованных компонент, и если каждую из них попеременно гасить, то положение линии будет слегка колебаться в спектре. Такие колебания можно уловить только после тщательных измерений спектрограммы, что и делают в описанном выше методе, не отличающемся высокой чувствительностью. Между тем есть способ отметить упомянутое колебание непосредственно. Для этого вдоль коротко- и длинноволнового крыльев спектральной линии, где крутизна профиля наибольшая, ставятся (симметрично по отношению к несмещенному центру линии) две щели, позади которых имеются фотоумножители (рис. 34). В то время, когда перед щелью, где стоит пластинка в  $\frac{1}{4}\lambda$ , вращается полярроид, в фотоумножителях создается

\* ) См. Ландсберг Г. С. Оптика.—5-е изд.— М.: Наука, 1976.

разностный переменный ток, соответствующий переменному воздействию то одной, то другой компоненты; этот ток подается на записывающий аппарат. Технически удобнее использовать плоскопараллельную пластинку гидрофосфата аммония, прилагая к ней переменный электрический потенциал (до 5 кВ). Пластинку делают двоякопреломляющей, так что при данной ее толщине она создает разность хода  $\pm \frac{1}{4}\lambda$ , и поэтому будет попеременно гасить то правую, то левую компоненту линии. Общий же сдвиг обеих компонент (вследствие эффекта Доплера или иных местных причин) устраняют поворотом плоскопараллельной стеклянной пластинки, смещающей линию на «свое» место (принцип действия пластинки см. КПА 486). Поворот пластинки осуществляется автоматически действием фотоумножителей.

Четверть века назад, когда этот метод был разработан на обсерватории Маунт Вилсон, анализировали изображение диска Солнца, имеющее диаметр 400 мм, путем многократного продвижения его перед щелью высотой 15 мм, смещая каждый раз изображение Солнца вдоль щели, так что полное сканирование солнечного диска распадалось на 20—25 полосок, так сказать, магнитных разрезов его (рис. 35). Среднее квадратичное значение уровня шумов не превышало при этом 0,1 Э.

На Крымской астрофизической обсерватории результаты записи (с невысокой щелью, т. е. с лучшей разрешающей способностью) отдельных участков Солнца представляют в виде *изогаусс*, т. е. линий одинаковой магнитной индукции. Как видно из рис. 36, картина получается весьма сложной.

Техника записи магнитных полей на Солнце все время совершенствуется. Улучшается разрешение записи, так что размеры сканируемого участка доводятся до  $2,4'' \times 2,4''$ . Для этого требуется очень крупный масштаб солнечного изображения на щели (такими возможностями обладают солнечные телескопы Крымской астрофизической обсерватории — см. КПА 110, — обсерватории Китт-Пик и др.) при большой светосиле оптики. Необходима и рафинированная техника записи. В частности, сейчас употребительна такая форма магнитограмм, когда каждая маленькая площадка солнечной поверхности представлена точкой, яркость или чернота которой пропорциональна напряженности

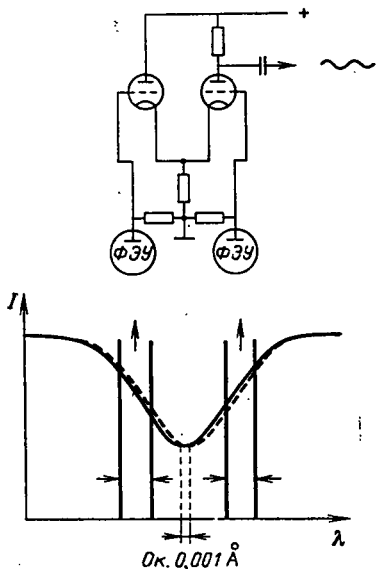


Рис. 34. Фотоэлектрический способ наблюдения продольного эффекта Зеемана на Солнце (по Бэбкокам). Изображен профиль спектральной линии, на котором условно показаны две щели, выделяющие левое и правое крылья линии

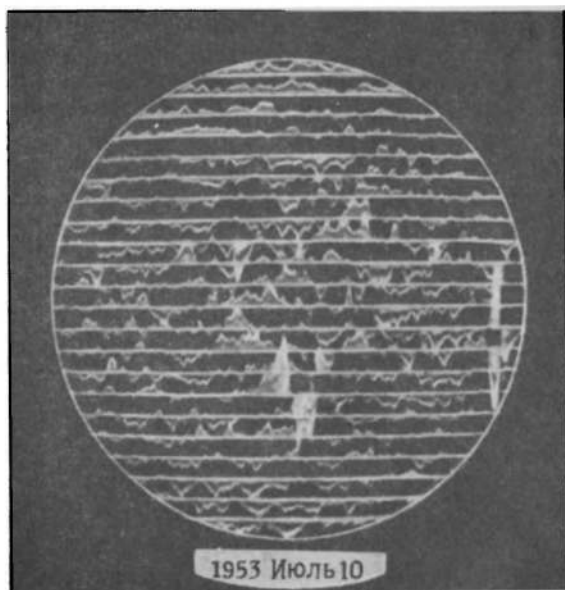


Рис. 35. Магнитограмма Солнца (Маунт Вилсон)

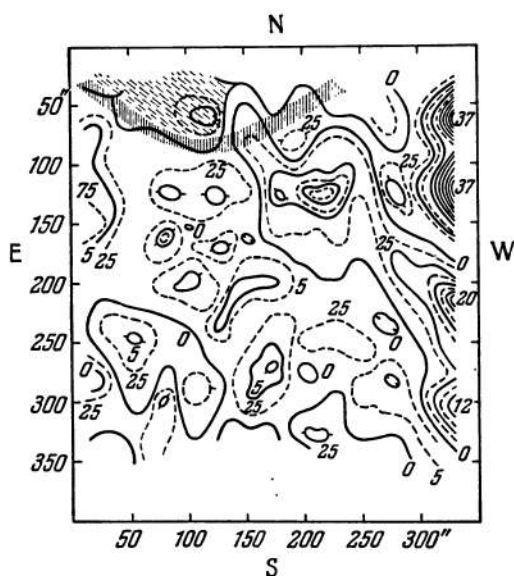


Рис. 36. Линии равной магнитной напряженности (продольной составляющей) на участке солнечного диска  $400'' \times 330''$ . Проведены через каждые 2,5 Э. Косо заштрихованные области соответствуют северной полярности. Прямой штриховкой показано перенесенное со спектрогелиограммы волокно (Крымская астрофизическая обсерватория)

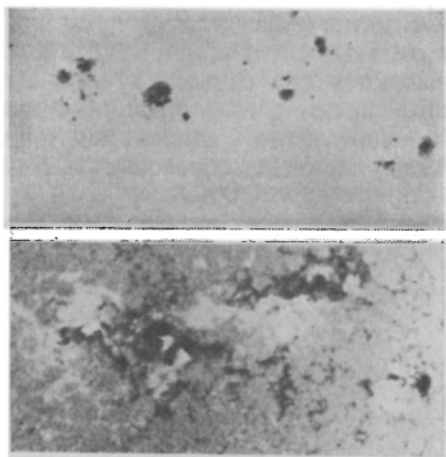


Рис. 37. Магнитограмма области Солнца, полученная на обсерватории Китт-Пик. Вверху дана обычная фотография, а внизу магнитограмма ее, на которой области темнее серого фона или ярче его соответствуют магнитным полям разного знака. Легко выделяются биполярные группы пятен. (Займствовано из журнала *Publications of Astronomical Society of Pacific*, Oct. 1973, v. 83)

поля, а знак поля выражается тем, что точка ярче или темнее фона. По этому принципу построена картина магнитных полей на рис. 37 внизу.

### СОЛНЕЧНЫЕ ПЯТНА И ИХ МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ

Солнечные пятна дают нам наиболее наглядные образцы нестационарных процессов на Солнце. Прежде всего это их бурное развитие. Иной раз бывает достаточно двух-трех дней, чтобы на «чистом» месте фотосферы развилось большое пятно или большая группа пятен. Как правило, впрочем, развитие их идет медленнее и у больших групп достигает максимума через 2—3 недели. Малые пятна и группы появляются и исчезают в течение недели, в то время как крупные существуют по нескольку месяцев. Известно одно пятно, существовавшее 1,5 года. При возникновении пятна, когда его полутень еще мала, в ней видна та же фотосферная грануляция (Ганский, Тиссен), которая при дальнейшем развитии принимает волокнистый вид; волокна гораздо более стойки, чем гранулы. Когда округлое пятно правильной формы приближается к солнечному краю, оно наблюдается нами в проекции и его поперечник в направлении радиуса солнечного диска сильно сокращен (пропорционально  $\cos \theta$ ; см. рис. 8). При этом нередко наблюдается так называемый *эффект Вильсона*, заключающийся в том, что полутень пятна со стороны края диска видна хорошо, а со стороны, обращенной к центру диска, сильно сокращена. Такое явление допускает геометрическое уподобление солнечного пятна гигантскому углублению с конически суживающимися стенками. Но далеко не все пятна обнаруживают это.



Обычно группа пятен бывает растянута по гелиографической долготе (в исключительных случаях — до  $20^\circ$  и больше). При этом часто в группе намечаются два самых крупных пятна с отдельными полутенями, которые имеют слегка различные движения по поверхности Солнца. Восточное пятно называют ведущим, западное — следующим. Часто такая склонность образовываться парами наблюдается

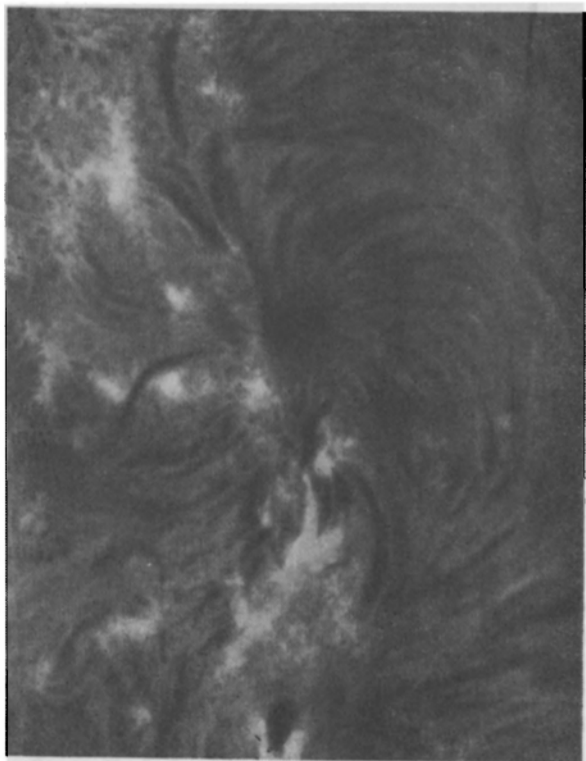


Рис. 38. Вихревая структура пятен в биполярной группе. Направления вихрей противоположны. (Спектрограмма в лучах  $H_\alpha$ )

и у отдельных пятен, не образующих групп с большим количеством мелких пятен-спутников.

Наблюдения лучевых скоростей по разным спектральным линиям в разных местах пятна и под разным углом зрения к нему показывают наличие сильных (до 3 км/с) движений в полутени пятна — растекание вещества в глубинных частях его и втекание вещества внутрь на большой высоте. Последнее подтверждается вихревой структурой, заметной над пятнами на спектрогелиограммах в лучах  $H_\alpha$ . Направления этих вихрей противоположны в южном и северном полушариях Солнца и указывают в одиночных пятнах на втекание вещества в соответствии

с тем, как его должна отклонять сила Кориолиса. Обычно на внешнем краю полутени систематические движения уже не наблюдаются.

Как уже было сказано выше, солнечные пятна обладают сильными магнитными полями. Напряженность в 1000—2000 Э является обычной, а в одной группе в конце февраля 1942 г. была измерена напряженность 5100 Э. Детальные исследования распределения направления и напряженности магнитного поля внутри пятна показали, что в центре пятна магнитные силовые линии идут по оси пятна (вверх или вниз), а по мере удаления к периферии пятна они все более уклоняются

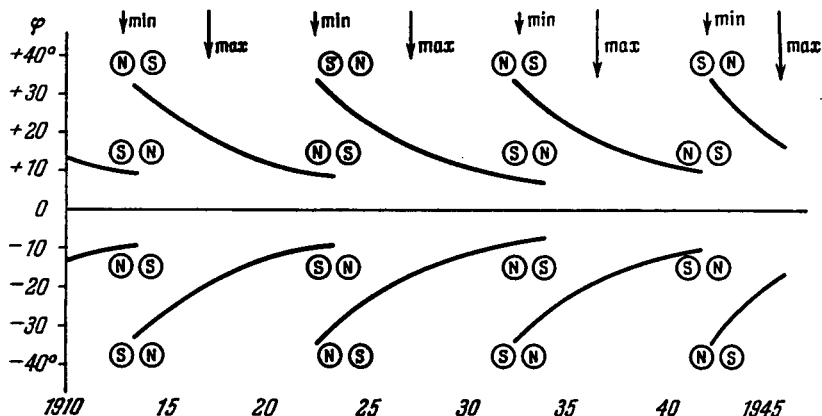


Рис. 39. Изменение средней широты и магнитной полярности солнечных пятен в последовательных циклах солнечной активности

от нормали к поверхности, почти до  $90^\circ$  на краю полутени. При этом напряженность магнитного поля убывает от максимума почти до нуля.

Чем больше пятно, тем, как правило, сильнее его магнитное поле, но когда большое пятно, достигнув максимальных размеров, начинает уменьшаться, напряженность его магнитного поля остается неизменной, а полный магнитный поток уменьшается пропорционально площади пятна. Это можно истолковать так, как будто пятно лишь способствует выносу наружу магнитного поля, существующего длительно под поверхностью. Сказанное подтверждается также тем, что часто магнитное поле не исчезает после исчезновения пятна, но продолжает существовать там и вновь усиливается при новом появлении пятна в той же области. Наличие здесь перманентных факельных полей позволяет говорить, что в этих местах существуют устойчивые *активные области*.

В группах с двумя большими пятнами пятно ведущее и следующее имеют противоположную магнитную полярность (рис. 38 и 39), что оправдывает название таких групп — *биполярные*, в противоположность *униполярным группам*, включающим в себя одиночные пятна. Бывают *сложные группы*, в которых пятна той и другой полярности беспорядочно перемешаны. В каждом цикле солнечной деятельности полярности ведущего и следующего пятна в северном и

южном полушариях противоположны друг другу. Так, если в северном полушарии Солнца полярность ведущего пятна северная (N), а следующего — южная (S), то в это же время в южном полушарии полярность ведущего пятна — S, а следующего — N. У тех редких пятен, которые пересекаются экватором, полярность северной и южной половин противоположна. Но с окончанием цикла солнечной деятельности, когда проходит ее минимум, в каждом полушарии распределение магнитной полярности у пятен биполярной группы изменяется на то, которое было в предыдущем цикле на противоположном полушарии. Этот важный факт был установлен Хэйлом с сотрудниками в 1913 г.

Хотя местные магнитные поля Солнца бывают очень сильные, его общее магнитное поле весьма слабое и лишь с трудом выделяется на фоне местных полей только в годы минимумов солнечных пятен. Кроме того, оно изменчиво. В годы 1953—1957 его напряженность соответствовала диполю с индукцией в 1 Гс, знак был противоположен знаку магнитного поля Земли, а ось диполя совпадала с осью вращения. В 1957 г. знак поля изменился на обратный в южных полярных областях Солнца, а в конце 1958 г. — и в северных. Последнее изменение знака поля наблюдалось в 1970—1971 гг.

Смена магнитной полярности пятен с окончанием цикла солнечной активности не является единственным признаком конца цикла. Солнечные пятна редко образуются вдали от экватора. Их предпочтительная зона заключена в пределах гелиографических широт от  $1^{\circ}$ — $2^{\circ}$  до  $30^{\circ}$  в обоих полушариях. На самом экваторе пятна встречаются редко, как и на широтах свыше  $30^{\circ}$ . Но у этой картины есть особенность ее изменения во времени: первые пятна нового цикла (после минимума) появляются вдали от экватора (например, пятно с  $\varphi = +45^{\circ}$  было зарегистрировано 15 марта 1914 г., с  $\varphi = -43^{\circ}$  — 17 мая 1943 г. и с  $\varphi = +48^{\circ}$  — 11 октября 1954 г.), в то время как последние пятна уходящего цикла еще наблюдаются вблизи экватора. Во время же расцвета цикла вблизи его максимума пятна можно встретить на всех гелиографических широтах между  $-45^{\circ}$  и  $+45^{\circ}$  (известна группа пятен даже с широтой  $+50^{\circ}$ , наблюдавшаяся в июне 1957 г. во время максимума солнечной активности), но главным образом между  $5^{\circ}$  и  $20^{\circ}$ . Таким образом, средняя гелиографическая широта пятен по мере развития 11-летнего цикла солнечной активности неуклонно уменьшается, и новые пятна появляются все ближе и ближе к экватору (рис. 39). Эта закономерность была установлена впервые в 1858 г. Кэррингтоном и иногда называется законом Шпёера (хотя последний установил ее на 10 лет позже).

Таким образом, если под периодом понимать промежуток времени, в течение которого изменяются и возвращаются к исходному состоянию с ее свойства, то истинный период солнечной деятельности есть не 11 лет, а 22 года. Интересно, что некоторое чередование высоты максимума через цикл также подтверждает 22-летнюю периодичность. Намечается и 80-летний цикл солнечной деятельности. По каким-то внутренним причинам солнечная активность меняется в широких пределах с характерным временем около столетия. Так, между 1645 и

1715 гг. на Солнце почти не было пятен, а группа появлялась только один раз. Это так называемый минимум Маундера. Другой минимум, минимум Шпёера, был между 1410 и 1510 гг. Наоборот, средневековый максимум между 1120 и 1280 гг. был очень энергичен, подобно переживаемому нами сейчас. Описанные вариации сопровождались колебаниями средней годовой температуры в Англии в пределах  $1^{\circ}\text{C}$ .

### ПРИРОДА СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН. АКТИВНЫЕ ОБЛАСТИ НА СОЛНЦЕ. СУПЕРГРАНУЛЯЦИЯ

Для понимания физической природы процессов, протекающих на Солнце, важно установить причины более низкой температуры пятен по сравнению с фотосферой, роль магнитных явлений в их развитии и существовании и механизм 11 (22)-летней цикличности солнечной активности.

Температура пятен, как сказано было ранее, значительно ниже температуры фотосферы, что подтверждается их относительной темнотой и гораздо более низкой степенью ионизации и возбуждения, как

Таблица 6

#### Модель солнечного пятна по Мишару (1953)

В каждой двойной колонке первая относится к фотосфере, вторая к пятну. Давление выражено в  $\text{дин}/\text{см}^2$ . Неуверенные значения поставлены в скобки. Аргументом выбрана оптическая глубина  $\tau_{5000}$  при  $\lambda = 5000 \text{ \AA}$ .

$\tau_{5000}$	Температура		Давление		Электронное давление		Геометрическая глубина, км	
	$T, \text{ K}$	$T', \text{ K}$	$\lg P$	$\lg P'$	$\lg P_e$	$\lg P'_e$	$h$	$h'$
0,00	4260	3540						
0,02	5400	3700	4,11	3,79	-0,05	-0,88	0	0
0,05	4750	3870	4,37	3,96	+0,23	-0,61	77	413
0,10	5000	4050	4,54	4,12	+0,46	-0,35	132	733
0,15	5180	4180	4,64	4,20	+0,62	-0,20	167	927
0,25	5480	4340	4,77	4,28	+0,89	-0,03	206	1190
0,50	5900	4580	4,89	(4,40)	+1,28	(+0,20)	256	(1620)
1,0	6440	4850	4,99	(4,55)	+1,765	(+0,43)	300	(2120)
2,0	7100	5250	5,06	(4,72)	+2,33	(+0,735)	332	(2660)
3,0	(7600)	5480	(5,09)	(4,79)	(+2,75)	(+0,92)	(345)	(2075)
4,0	(8100)	(5700)	(5,10)	(4,83)	(+3,09)	(+1,11)	(353)	(3190)

это следует из их спектров. Уменьшение числа электронов в пятнах вызывает уменьшение непрозрачности солнечного вещества (в первую очередь за счет сильного уменьшения числа ионов  $\text{H}^-$ ). Таким образом, в пятнах мы «заглядываем» в большие геометрические глубины, чем в фотосфере. Однако эти глубины все равно крайне незначительны, как это видно из таблицы 6.

Таким образом, учитывая эффект Вильсона, видимое пятно можно уподобить мелкой тарелке. Проследить простираание пятна в глубину очень трудно, так как оно зависит от распределения магнитного поля с глубиной. Действительно, как видно из таблицы 6, давление на одном и том же уровне в пятне приблизительно на  $2 \cdot 10^5$  дин/см<sup>2</sup> (около 0,2 атм) меньше, чем в соседней фотосфере. Равновесие может поддерживаться только при добавочном давлении, которое создается магнитным полем [см. § 2, формулу (2.26)]. Давление равно  $\frac{1}{8\pi} H^2$ , и эта величина будет равняться  $2 \cdot 10^5$  дин/см<sup>2</sup>, если  $H \approx 2200$  Э. Как раз такое магнитное поле обычно для верхнего уровня пятен. Следующие численные характеристики типичны для среднего солнечного пятна:

площадь  $S = 350 \cdot 10^{-6}$  площади видимой полусферы,  
 диаметр тени  $U = 17\,500$  км,  
 ее яркость сравнительно с яркостью фотосферы 0,3,  
 диаметр полутени  $P = 37\,000$  км,  
 ее относительная яркость 0,8,  
 наибольшая напряженность магнитного поля  $H_m = 3100$  Э,  
 полный магнитный поток  $\Phi = 8 \cdot 10^{21}$  Гс·см<sup>2</sup>,  
 наибольшая скорость движения в полутени 3 км/с.

Ввиду большого масштаба движений в солнечной фотосфере и под ней затухание магнитных полей на Солнце протекает исключительно медленно (нужны сотни лет). По этой причине активные области Солнца имеют длительное существование и магнитные поля то погружаются в глубь фотосферы, то всплывают на ее поверхность. Вблизи поверхности, где плотность вещества становится малой, условие равенства кинетической энергии и энергии магнитного поля нарушается в пользу последней, и конвекция оказывается сильно подавленной, между тем нормально конвекционные потоки несут с собой тепло. Кроме того, на субфотосферном уровне пятен конвективный приток тепла с периферии также запрещен, так как он протекает поперек магнитных силовых линий. Именно отсутствие конвекции является причиной низкой температуры пятен. Впрочем, это не единственная причина. Возможен также унос тепла из тени магнитогидродинамическими волнами.

Длительно существующие магнитные поля на Солнце связаны, по-видимому, с существованием больших циркуляционных движений в конвективной зоне Солнца до глубины в несколько десятков тысяч километров, возникающих вследствие неоднородности вращения Солнца. Циркуляция плазмы порождает магнитные вихри, и когда они выходят на поверхность, то появляются биполярные группы, простые или сложные, видимым выражением которых становятся пятна (рис. 40). Одновременно на Солнце имеется много таких вихрей на различных меридианах. Вероятно, в течение цикла они перемещаются к экватору, в то время как новые вихри зарождаются у полюсов и приходят на смену старым. Естественно, что направление вихрей различно в обоих полушариях. Скорость, с которой спускаются к экватору большие вихри, определяет продолжительность цикла солнечной активности. 22-

летняя цикличность остается непонятной. Конечно, магнитные силовые линии выходят и далеко за поверхность Солнца, в хромосферу и корону, но они должны быть выносимы определенными массами вещества. Мы увидим дальше признаки вмешательства магнитных сил в хромосферные и корональные процессы.

Небольшие магнитные поля, подобные тем, которые существуют на периферии пятен, вместо того, чтобы подавлять конвекцию, усиливают ее. Это происходит потому, что слабое поле, не будучи в состоянии помешать энергичной конвекции, подавляет сравнительно слабую турбулентность и тем самым уменьшает вязкость газа \*), что ускоряет конвективные движения. Выходя в верхние слои фотосферы, избыточный за счет конвекции поток тепла нагревает газ, и потому вокруг пятен наблюдаются факелы, а над факелами — флоккулы, кальциевые и водородные. Граница кальциевых флоккул определяет в целом границу активной области, водородные же флоккулы теснятся ближе к пятну — туда, где магнитное поле несколько сильнее: 10—15 Э. Возможно, что петлеобразная форма «выпирающих» магнитных силовых линий (рис. 41) определяет продвижение газовых потоков (вдоль силовых линий),

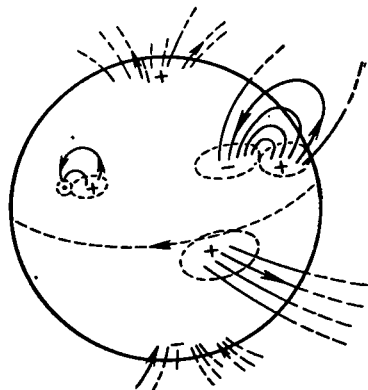


Рис. 40. Магнитные области на Солнце (схема)

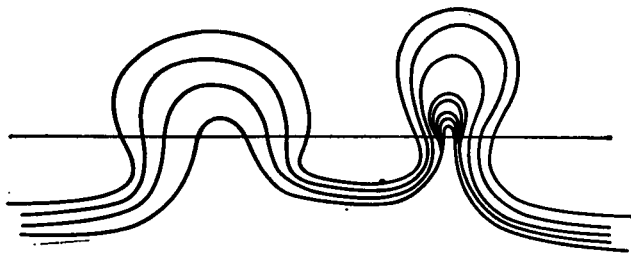


Рис. 41. Выход магнитного поля на поверхность Солнца (схема)

что согласуется с наблюдаемым при помощи лучевых скоростей явлением втекания вещества внутрь пятна на большой высоте.

Хотя в неактивных областях Солнца магнитное поле имеет напряженность 1—2 Э, в отдельных местах, небольших по размерам, оно может достигать 100 Э. В тех же местах в фотосфере наблюдаются тогда небольшие яркие узлы. Более высокая, чем окружающая, температура вместе с магнитным полем порождает перевес давления над

\*) Вязкость газа при турбулентном его движении несравненно выше, чем при спокойно-расслабленном, так называемом ламинарном движении.

окружающим веществом, так что узел должен быстро рассеяться, а для длительного его существования необходим приток газов извне, который может осуществиться, если основание узла в фотосфере холоднее, а давление ниже, чем в окружающей среде.

Более детальную картину горизонтальных движений на разных уровнях солнечной атмосферы в связи с тонкой структурой магнитных полей дают модифицированные спектрогелиографические наблюдения по методу Лейтона. Метод этот состоит в том, что одновременно получают спектрогелиографические крупномасштабные изображения свободного от пятен участка Солнца в лучах коротко- и длинноволнового крыла той или иной спектральной линии. Как уже говорилось выше (с. 47), удаляясь от центра линии, мы наблюдаем все более глубокие слои атмосферы Солнца, между тем как правое и левое крылья линии соответствуют в одном случае преимущественно приближающимся, а в другом — удаляющимся газовым массам. Сопоставление обеих спектрогелиограмм выявляет на поверхности Солнца потоки, движущиеся к наблюдателю и от него. Оказалось, что они локализируются в пределах ячеек поперечником около 30 тыс. км, так что в каждой ячейке имеется систематическое движение газовых масс от центра к периферии. Эти ячейки получили название *супергранул*. Они гораздо более долговечны, чем обычные гранулы, — их средняя продолжительность жизни составляет 40 часов. Они имеют угловатую форму, похожую на многоугольники.

Супергрануляция отражает явление конвекции на Солнце в гораздо большем масштабе, чем грануляция, захватывая не только большие площади, но и большие глубины. По условиям наблюдений (в крыльях различных линий) удастся проследить эту конвекцию лишь в верхних слоях солнечной фотосферы. Наблюдаемая на CaII-спектрогелиограммах ячеистая сетка относится уже к верхней хромосфере и не совпадает с сеткой супергрануляции. Наоборот, явление гранул, наблюдаемое в интегральном свете, относится к несколько большим глубинам, чем наблюдаемые области супергрануляции. Но как по распределению скоростей в супергранулах, так и по изучению движения индивидуальных гранул все перемещения солнечной плазмы идут к границам супергранул, унося с собой и магнитное поле. Здесь, встречаясь с подобным же потоком соседней супергранулы, плазма уходит вглубь, чем и обеспечивается постоянная циркуляция ее. Магнитное поле при этом остается (так как движение плазмы происходит вдоль силовых линий), и здесь его напряженность достигает значений в несколько десятков и даже сотен эрстед, а в углах ячеек даже до 1,5—2 тыс. эрстед, как это видно из наблюдений эффекта Зеемана. Таким образом, у каждой супергранулы имеется ограничивающий и охраняющий ее магнитный барьер. Но кроме этого граница супергранулы обладает более высокой температурой, чем ее центр, примерно на 2—4 %, что следует из возрастания яркости тех спектральных линий, которые усиливаются в пятнах, т. е. линий низкого возбуждения. Возрастание яркости в линиях свидетельствует об уменьшении числа поглощающих атомов,

которое в данном случае происходит из-за возрастания возбуждения или ионизации.

Допускается, что в глубине фотосферы супергранулы частично сливаются, так как, за исключением углов ячеек, стенки супергранул представляют довольно слабый магнитный барьер при возрастающей плотности газов.

Влияние супергрануляционной структуры больше простирается вверх. При наблюдениях вблизи солнечного края супергранулы совпадают с ячейками факелов. Здесь, в фотосфере, только в этом случае супергрануляция может быть видима. Наоборот, в хромосфере супергрануляция проявляет себя той сеткой флоккул, которая отчетливо выступает на спектрогелиограммах в лучах  $\text{CaII K}$ . Эта сетка хорошо видна и на заатмосферных фотографиях Солнца в лучах ультрафиолетовых линий, перечисленных на с. 72, излучающих над хромосферой в переходном слое, но исчезает в лучах корональных линий, как, например, линии  $\text{MgX } 610 \text{ \AA}$ . Надо думать, что так далеко простираются и магнитные поля супергранул, их окаймляющие. Только на корональных высотах они приобретают упорядоченный вид: магнитные линии идут радиально, определяя каналы, по которым движутся теплопроводящие электроны. Их движение, таким образом, стеснено, теплопроводность переходного слоя уменьшается и толщина его становится больше, чем при отсутствии поля. Разумеется, все сказанное относится к спокойным хромосфере и короне.

## ПРОТУБЕРАНЦЫ

Спокойные протуберанцы, о которых говорилось раньше, видимые на диске в виде водородных волокон, располагаются, как правило, на границе активных областей, там, где соприкасаются поля разных направлений, т. е. вблизи нулевой линии раздела этих полей. Они представляют собой плотные массы, окруженные корональным веществом, из которого они, по-видимому, и возникают. Поддерживаются эти тяжелые образования, по всей вероятности, магнитными полями: на магнитных силовых линиях, как на натянутых струнах, лежит это темное волокно, но через него корональное вещество все время струится вниз. Протуберанцы не обязательно связаны с активными областями и, в частности, встречаются на высоких гелиографических широтах.

В проекции на солнечный диск высокоширотные ( $\varphi > 60^\circ$ ) протуберанцы видны как волокна, вытянутые по направлению восток-запад по параллели. Нередко наблюдается исчезновение волокон, довольно быстрое и на довольно длительный период (до двух недель).

Наоборот, тесно связаны с активными областями активные протуберанцы, отличающиеся очень быстрым развитием и недолгим существованием. Их развитие удалось особенно хорошо изучить за последние 25 лет, когда к ним были применены методы киносъемки. Искусственное затмение, которое создается в коронографе (КПА 111), фотографируется через интерференционно-поляризационный фильтр замед-



ленной киносъемкой. Меньшая часть активных протуберанцев есть результат подъема вверх хромосферного вещества, а большая часть — очевидный результат конденсации вещества в короне и спуск его вниз в хромосферу. И восходящее и нисходящее движение протуберанцев происходит вдоль траекторий, напоминающих форму магнитных силовых линий. Иногда они протекают с огромной скоростью (рис. 42, 43), до сотни километров в секунду, причем за время подъема протуберанца его скорость «подстегивается» неизвестным механизмом несколько раз. В одном случае скорость подъема протуберанца достигла

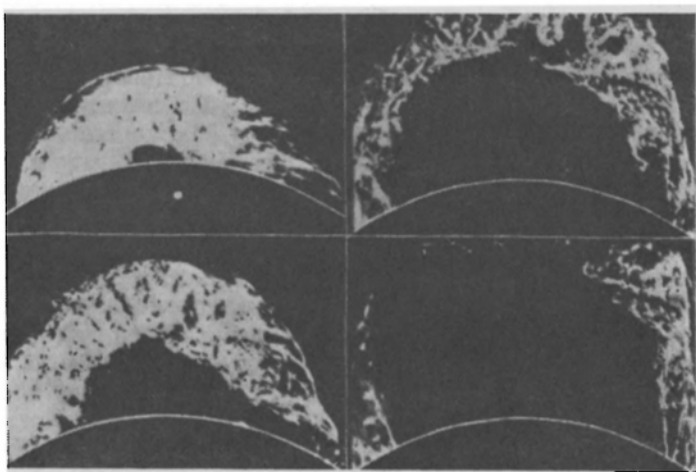


Рис. 42. Развитие гигантского эруптивного протуберанца 4 июня 1946 г. Четыре фотографии в лучах  $H_{\alpha}$  на протяжении одного часа. Для масштаба на первом снимке изображена Земля (белый кружок)

725 км/с. Часто они втягиваются в солнечное пятно и внезапно исчезают, в других случаях в короне создается непрерывно фонтанирующая светлая точка, откуда вещество течет вниз к пятну, как струя воды. Порой внезапный взрыв охватывает часть спокойного протуберанца, спустя несколько часов последний восстанавливается; этому случаю соответствует кратковременное исчезновение волокон на диске. Иногда взрывной процесс начинается на «свежем» месте. Все такого рода протуберанцы в прошлом получили название «*эруптивных*» (взрывных), в отличие от спокойных. Эруптивные протуберанцы достигают большой высоты (один из них, например, поднимался на 1 700 000 км), большой яркости, и в их спектрах наблюдаются не только линии  $H$ ,  $K$ ,  $H_{\alpha}$ ,  $H_{\beta}$ ,  $H_{\gamma}$ ,  $D_3$ , свойственные спокойным протуберанцам, но также многие эмиссионные линии других металлов. Наблюдается также довольно сильный непрерывный спектр, образующийся в результате рассеяния света фотосферы на свободных электронах.

В настоящее время в группе эруптивных протуберанцев выделя-

ют «протуберанцы солнечных пятен» (рис. 44), которые появляются в центрах активности и характерны разнообразием форм — арки, петли и воронки. Именно они наиболее настойчиво вызывают в памяти контуры магнитных силовых линий. Именно они тесно связаны с

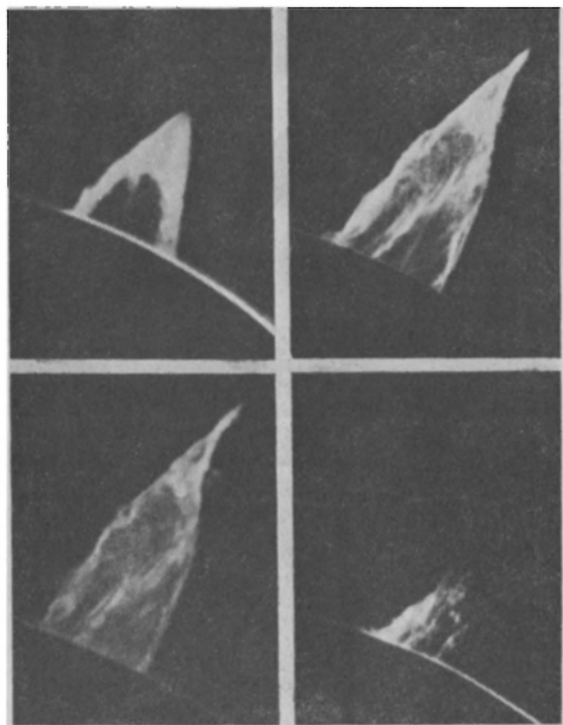


Рис. 43. Другой гигантский эруптивный протуберанец, сфотографированный 11 апреля 1959 г. Интервал времени между первым и последним снимком — 48 мин. Наибольшая высота (на снимке слева внизу) равна 360 тыс. км

коронай через корональные конденсации, т. е. уплотнения, возникающие вблизи самых горячих мест короны — там, где наблюдается наиболее трудно возбуждаемая желтая корональная линия  $\lambda 5694 \text{ CaXV}$ .

Протуберанец, даже спокойный, нельзя рассматривать как газовую массу в состоянии термодинамического равновесия. Температура его, определяемая разными методами, оказывается весьма различной: по возбуждению легко возбудимых элементов  $T=4000 \text{ K}$ , по трудно возбудимым  $15\,000$ , кинетическая температура для спокойных протуберанцев равна  $15\,000$ , а для активных  $25\,000 \text{ K}$ . Она определяется по ширине спектральных линий, которая тем больше, чем сильнее беспорядочное тепловое движение атомов, но линии могут быть расширены также турбулентными движениями. Скорость турбулентности, оце-

ненная таким способом, получается порядка 15 км/с, что, однако, стоит в противоречии с тонковолокнистой структурой протуберанцев, указывающей скорее на упорядоченные движения вдоль магнитных сило-

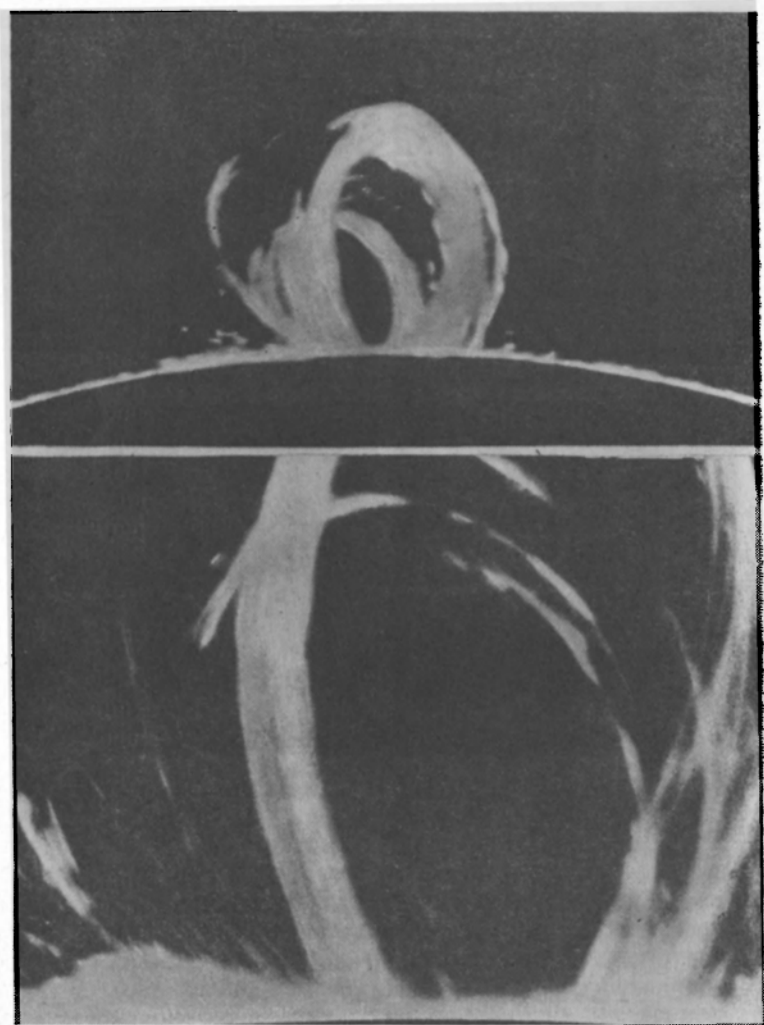


Рис. 44. Два протуберанца «типа солнечных пятен», спускающиеся петли и арки. Хорошо видны тонкие параллельные волокна

вых линий. Если рассчитать типичный случай пары пятен с напряженностью на уровне фотосферы  $H_0 = 3500$  Э и с диаметром тени  $U = 5000$  км, разделенных расстоянием  $d = 50\,000$  км, то на высоте  $h = 50\,000$  км

магнитная напряженность над пятном будет

$$H' = \frac{H_0 U^2 d}{4\pi h^3} \approx 3\mathcal{E},$$

а магнитная энергия  $H^2/8\pi = 0,3$  эрг/см<sup>3</sup>. Между тем плотность вещества в протуберанце составляет около  $2 \cdot 10^{10}$  атомов и ионов водорода или  $\rho = 2 \cdot 10^{-14}$  г/см<sup>3</sup>, так что при  $T = 10\,000$  К кинетическая энергия составит 0,024 эрг/см<sup>3</sup>, т. е. на порядок ниже. Следовательно, магнитное поле пятен вполне может регулировать движения в протуберанце, тем более, что водород и гелий в протуберанце сильно ионизованы, соответственно на 99,8 % и 30 % \*). На самом деле в протуберанцах обнаруживаются более значительные магнитные поля, чем сказано выше, а именно 25—50 Э в спокойных и до 200 Э — в активных формах.

Вокруг фонтанирующей области короны наблюдается темное пространство, указывающее на дефект плотности. В самой же фонтанирующей области вещество уплотняется и одновременно охлаждается, так что давление  $p = NkT$  остается прежним без существенного нарушения равновесия. Газовые массы свободно соскальзывают вниз по магнитным силовым линиям. Причина уплотнения коронального вещества не ясна, но может быть связана с изменениями магнитного поля в горячих местах короны. Сжатие силовых линий может привести и к сильному сжатию вещества, которое вначале нагревается; тогда получается видимая корональная конденсация, но благодаря высокой теплопроводности и повышенному (у плотной массы) излучению уплотненная масса быстро остывает. На спокойные протуберанцы, по-видимому, корона тоже оказывает постоянное воздействие, в частности, подогревая их, однако не слишком, так как магнитное поле препятствует теплопроводности поперек силовых линий.

## ПРОЯВЛЕНИЕ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ В КОРОНЕ

Корона подобным же образом откликается на существование активных областей, которые в фотосфере описываются магнитными полями, пятнами и факелами, а в хромосфере — хромосферными факелами, видимыми в лучах  $H_\alpha$  и К (рис. 45). Их продолжением в короне являются такие образования, как лучи, арки, шлемы и т. п., наблюдаемые в настоящее время не только во время солнечных затмений, но и вне их. При таких систематических наблюдениях в лучах зеленой (FeXIV) и красной (FeX) линий обнаруживается заметное увеличение интенсивности первой по отношению ко второй как раз в областях, лежащих над зонами активности, а мы знаем, что зеленая линия тре-

\*) У спокойных протуберанцев — долгоживущих волокон — спектр сходен со спектром хромосферы на высоте 1500 км, с некоторым перевозбуждением. Можно назвать их холодными, а активные протуберанцы — горячими по следующим примерам возбуждения: отношение интенсивностей линий (SrII 4077 Å): (HeI 4026 Å) равно единице у холодных и  $1/7$  у горячих протуберанцев. Отношение (HeI 4713 Å): (HeII 4686 Å) равно 5 у холодных и  $1/2$  у горячих.

бует для своего возбуждения гораздо большей энергии (см. таблицу 4). Именно в этих областях короны проявляет себя сильное излучение линии  $\lambda$  5694 Å, исходящее из ионов CaXV, требующих среди наблюдаемых ионов короны наивысшей энергии ионизации.

Наблюдая из разных точек Земли покрытие активных зон на Солнце диском Луны во время затмений, можно довольно точно устанавливать также место и размеры активных центров радиоизлучения, которое на дециметровых и метровых волнах исходит из короны (см. § 5).

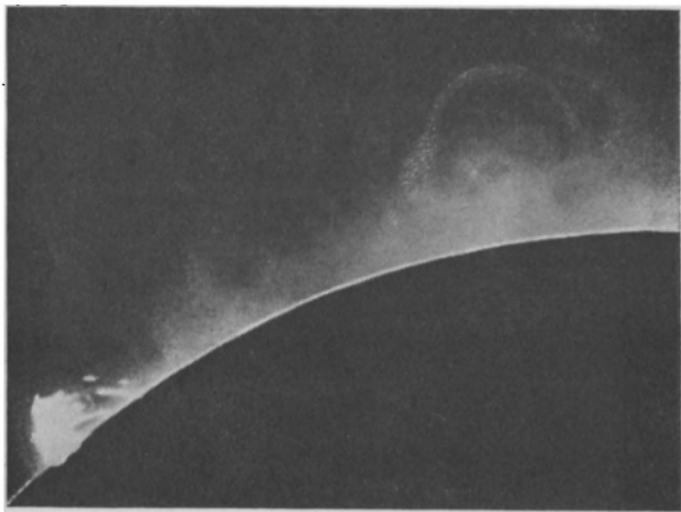


Рис. 45. Внутренняя корона Солнца и небольшой протуберанец, сфотографированные в крупном масштабе. Снимок получен на обсерватории Верхнего Прованса во время затмения 15 февраля 1961 г.

Вообще они тоже хорошо совпадают с кальциевыми флоккулами в хромосфере, а яркостная температура их достигает 1,5—2 млн кельвинов. Это — тепловое излучение, которое в особенно горячих точках короны, возникающих при солнечных вспышках (см. с. 92) указывает на температуру 5—10 млн кельвинов, когда становится заметным и жесткое рентгеновское излучение ( $\lambda\lambda$  2—8 Å), так как при этом могут возбуждаться уже внутренние электронные оболочки ионов (см. рис. 32). В отдельных случаях во время вспышек в короне образуются конденсации с кратковременным излучением рентгеновской линии FeXXV, для возникновения которой в условиях термодинамического равновесия необходима температура порядка 20 млн кельвинов.

Если в спокойные дни рентгеновское излучение Солнца в области  $\lambda\lambda$  2—8 Å, достигающее границы земной атмосферы, не превышает  $0,6 \cdot 10^{-3}$  эрг/(см<sup>2</sup>·с), то во время вспышек оно возрастает до  $2 \cdot 10^{-3}$  и даже до  $10^{-2}$  эрг/(см<sup>2</sup>·с). Более мягкое рентгеновское излучение между  $\lambda\lambda$  20 и 100 Å во время вспышек также возрастает с 0,5 до

2 эрг/(см<sup>2</sup>·с), между тем как излучаемая хромосферой линия  $L_{\alpha}$  остается на уровне 4—6 эрг/(см<sup>2</sup>·с) и убывает лишь с общим спадом активности на обращенной к Земле стороне Солнца. Естественно, что тепловая составляющая радиоизлучения короны медленно изменяется по мере того, как вращение Солнца уносит одни области активности и выводит на видимое полушарие другие. По мере затухания какой-либо активной области Солнца затухает и ее тепловое радиоизлучение, но медленнее.

Рентгеновские наблюдения с высоким разрешением отчетливо показывают, что вещество короны над активной областью сосредоточено

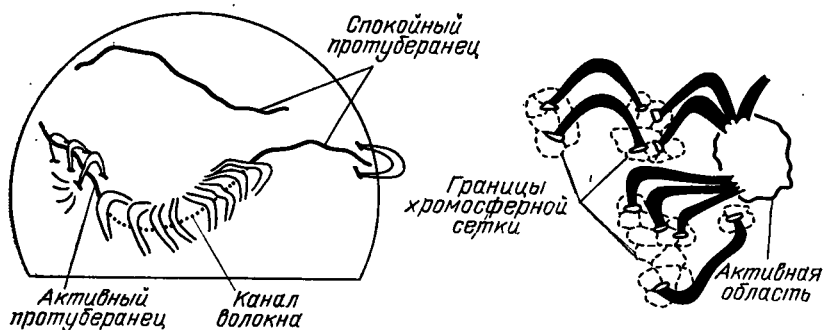


Рис. 46. Схема арок в короне

в отдельных арках (петлях), являющихся изолированными трубками магнитных силовых линий (рис. 46). Самые плотные и горячие петли располагаются между пятнами, но от активной области протягиваются отдельные арки, соединяя места противоположно направленных магнитных полей. Самые длинные арки соединяют иногда различные активные области, располагающиеся даже по разные стороны от экватора. В обычных корональных арках температура около 2 млн кельвинов, плотность около  $10^9$  см<sup>-3</sup>. Близ пятен наблюдаются также холодные арки с  $T=10^5$ — $10^6$  К, но их время жизни невелико, до 1 суток.

Корона над активной областью является источником теплового и радиоизлучения. В сантиметровом диапазоне проявляется тепловое излучение электронов, вращающихся в магнитном поле пятен. Оно частично поляризовано. Другая составляющая связана со свободно-свободными переходами (тормозное излучение).

Как показывает формула (5.4), коэффициент поглощения радиоволн  $\kappa$  пропорционален  $n_e^2 T_e^{-3/2}$ , а само излучение  $B_\nu$  в радиодиапазоне — пропорционально  $T_e$  (закон Рэлея — Джинса),

$$B_\nu(T) = \frac{2n_e^2 \nu^2 kT}{c^2},$$

так что данное место плазмы излучает

$$j_\nu = \kappa_\nu B_\nu \sim n_e^2 T_e^{-1/2}. \quad (6.1)$$

Отсюда следует, что при повышении температуры радиоизлучение падает, если оно не компенсируется увеличением электронной концентрации. Таким образом, раз наблюдается повышение корональной радиояркости, то это происходит за счет уплотнения вещества короны. Оценки показывают, что в солнечной короне в активных областях электронная концентрация  $n_e$  в 5—10 раз превышает  $n_e$  в спокойной короне. Кинематографическая съемка короны показала, что уплотнения в короне могут развиваться на протяжении десятка минут. Точно так же всплески радиоизлучения Солнца могут быть очень интенсивными и кратковременными.

Конечно, большое разнообразие форм деталей короны, наблюдаемых у Солнца в годы большой активности (ср. рис. 27, 29, 45), не безразлично к описанным выше явлениям в короне. Если в годы минимума солнечной деятельности одни только полярные щеточки разнообразят аморфную структуру короны (ср. рис. 28), то в годы максимума наблюдаются арки, шлемы, лучи, форма которых, как и в случае полярных щеточек, указывает на существование магнитных силовых полей, регулирующих движение заряженных частиц солнечной плазмы, заставляя их двигаться по определенным траекториям вдоль силовых линий. Эти явления имеют крупные геометрические масштабы. Чего стоит, например, корональный луч, который наблюдался во время солнечного затмения 22 января 1898 г., на протяжении 15 радиусов Солнца от центра последнего! И они же могут иметь крупные масштабы в энергетическом смысле, выявляя превращения магнитной энергии в другие виды, доступные наблюдению.

## СОЛНЕЧНЫЕ ВСПЫШКИ

Еще более сильное выражение солнечной активности дают *солнечные вспышки*. Так называют внезапные усиления яркости части факельного поля на хромосферном уровне (рис. 47), что дает возможность для их наблюдений в лучах  $H_\alpha$ , K и некоторых других хромосферных линий. Однако особенно сильные вспышки бывают видны и в интегральном свете, как значительное местное увеличение яркости фотосферы, свидетельствующее о возрастании температуры. Такие «белые» вспышки наблюдались за 113 лет (начиная с 1 сентября 1859 г., когда необычайно яркую вспышку видели Кэррингтон и Ходжсон, и кончая вспышкой 7 августа 1972 г., наблюдавшейся многими наблюдателями) всего 18 раз. Специально организованные наблюдения увеличили это число до 60.

Обычно вспышка появляется рядом с полутенью. В спектре ее наблюдается множество эмиссионных линий, а линия He D<sub>3</sub> появляется даже в абсорбции, что говорит о достаточно большом числе сильно возбужденных атомов He. Наличие непрерывного спектра говорит о значительной оптической толщине горячих газов. По-видимому, запрет конвекции в соседнем пятне здесь сменяется условиями, бла-

гоприятными для выноса тепла из больших глубин. Впрочем, возможен и другой механизм нагрева.

Сила хромосферных вспышек оценивается баллами 1, 2, 3. Самые сильные имеют балл 3+ (в последнее время употребляется 4); вместе с тем они — самые продолжительные: в среднем они длятся 3 часа, но бывают и затяжные — до 7 часов. В них яркость линий  $H_{\alpha}$  и  $CaII K$

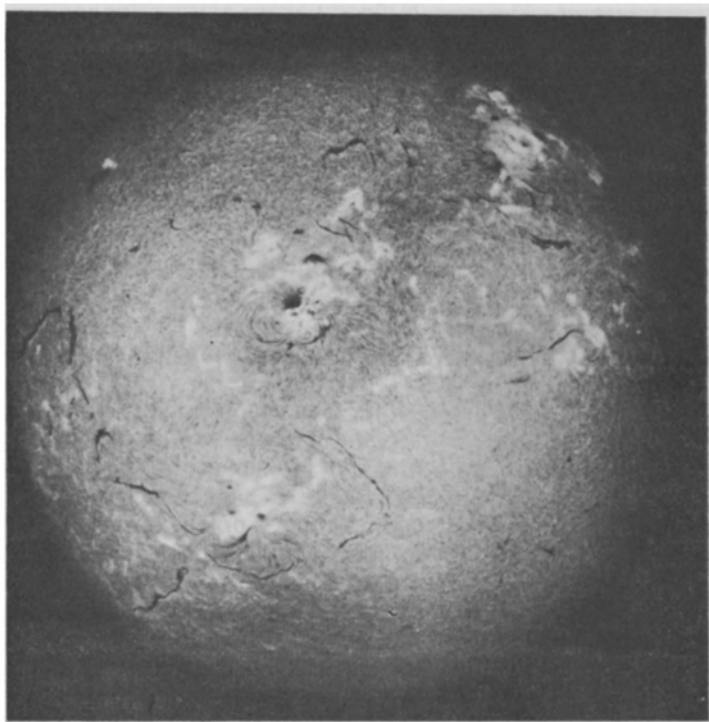


Рис. 47. Солнечная вспышка, наблюдавшаяся в хромосфере в линии  $H_{\alpha}$  на Байкальской астрофизической обсерватории 24 июля 1981 г.

может возрасти в десятки раз против нормы. Во время самой активной фазы яркость  $H_{\alpha}$  превышает яркость соседнего места непрерывного спектра в три раза, а ширина ее вместо обычной (около 1 Å) может достигнуть 15 Å. Площадь, охватываемая большой вспышкой, превосходит 0,001 видимого полушария (рис. 47). Такие вспышки, впрочем, очень редки и случаются только в годы максимума солнечной активности. Гораздо чаще наблюдаются слабые вспышки, длящиеся 5—40 минут, с площадью размером около 0,0002 площади видимого полушария.

Здесь превращение линии  $H_{\alpha}$  в эмиссионную происходит лишь в самой активной фазе вспышки, а в остальное время абсорбционная



$H_{\alpha}$  лишь «залита» эмиссией, но не полностью. В тех редких случаях, когда вспышка наблюдается у самого края солнечного диска, можно оценить высоту слоя, где она разыгрывается; два таких случая привели к высоте 16 000 и 7300 км.

Верхней своей частью вспышка входит в корону, нижняя ее часть может быть вполне оторвана от фотосферы. Обычно вспышку на диске с некоторым запаздыванием сопровождает выброс узкого темного волокна в направлении, радиальном относительно пятна, притом достаточно далеко от последнего. Скорость выброса может достигнуть 500 км/с, так что абсорбционная линия  $H_{\alpha}$ , возникающая в выброшенных газах, сильно смещается эффектом Доплера от своего нормального положения (рис. 48). Если выбросы происходят на краю диска, то видны узкие, вроде столбов (рис. 49), протуберанцы «типа выброса» (так называемые surge). Но существование выбросов очень кратковременно, 10—20 минут.

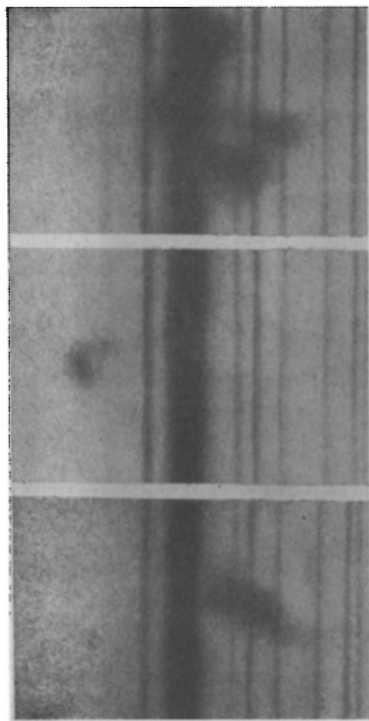


Рис. 48. Спектр выброса в линии  $H_{\alpha}$  (позитив). У отдельных частей выброса скорость была столь велика, что благодаря эффекту Доплера абсорбционная линия  $H_{\alpha}$  совершенно отделилась от нормального положения

От выбросов следует отличать чрезвычайно яркие хромосферные «точки», или «бомбы», известные уже давно и получившие в спектральных наблюдениях свое второе рождение под названием «усы» (А. Б. Северный). Явление состоит в следующем: в активных областях нередко появляются очень небольшие (диаметром до 0,5") и очень яркие точки. Обычно беспокойство земной атмосферы размывает такую точку, а если она попадает на щель спектрографа, то из-за дрожания и расплывания изображения она не оставит в спектре никаких особенных следов. Зато в минуты хороших изображений «бомбы» дают в спектре, в окрестностях линий  $H_{\alpha}$  и К, резкие эмиссии — «усы», ширина которых

поперек дисперсии определяется размерами «точки», а длина вдоль дисперсии достигает в шкале длин волн 10—15 Å. В данном случае мы имеем дело с необычайно расширенной эффектом Доплера — Физо эмиссионной линией  $H_{\alpha}$ , что указывает на очень бурное движение водородных масс внутри бомбы со скоростями до 1000 км/с.

Можно подсчитать количество энергии, выделяющейся за время существования подобной «бомбы». Она соответствует 30 млн кВтч или мощности в 360 млн кВт. При малом объеме «бомбы» это очень

много, и потому иногда рассматривают «бомбы» как свидетельство существования термоядерных реакций не только в недрах Солнца (см. также с. 298).

Вспышки представляют собой мощные нарушения нормальной жизнедеятельности Солнца, сопровождаемые усилением излучения не только в оптическом диапазоне, но и в ультрафиолетовой и рентгеновской областях, а также в радиочастотах. Существенный вклад в разъяснение дает рентгеновское излучение. Временной ход рентгеновского излучения 1—8 Å в общих чертах похож на изменение интенсивности в линии  $H_{\alpha}$ . Максимальная интенсивность этого всплеска используется

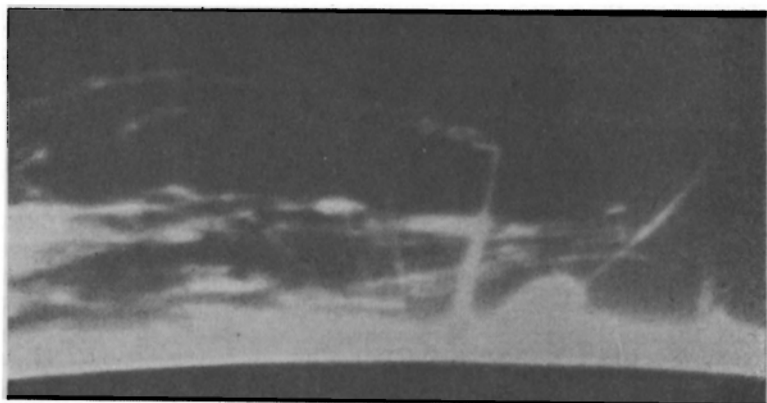


Рис. 49. Солнечный край с изображением радиально расходящихся протуберанцев «типа выброса» (surge). Выбросы кажутся исходящими из точки, лежащей под поверхностью Солнца. Фотография в лучах  $H_{\alpha}$  24 июля 1958 г.

как характеристика мощности всего процесса (вместо балла вспышек). Однако на фазе роста потока этого излучения в ряде случаев можно выделить импульсный всплеск. При переходе к более жесткому рентгеновскому излучению остается свечение только в этот период времени, называемый жесткой фазой (рис. 50). Этот же импульс прослеживается в сантиметровом радиоизлучении и других диапазонах электромагнитного излучения. Отчетливо жесткая фаза выделяется примерно у 10 % всех вспышек, как правило, довольно мощных; весь импульс жесткого излучения, длящийся около 100 с, распадается в свою очередь на 3—10 «элементарных» всплесков.

Вся совокупность внеатмосферных данных позволяет составить следующее представление о вспышках. В некоторой точке, располагающейся в верхней атмосфере (хромосфере или нижней короне), происходит первичное мощное выделение энергии в виде тепла и ускорения частиц, в основном появление большого числа электронов с энергиями 10—100 кэВ. Поток этих частиц и тепла распространяется вдоль трубки — вдоль магнитного поля — и близ обоих ее оснований вторгается в плотные хромосферные слои. Это приводит к образова-

нию двух ярких точек (в линии  $H_{\alpha}$  и других диапазонах спектра) по обе стороны от линии, где перпендикулярная поверхности компонента магнитного поля обращается в нуль (ранее расположение вспышек по обе стороны от этой нейтральной линии отмечалось А. Б. Северным).

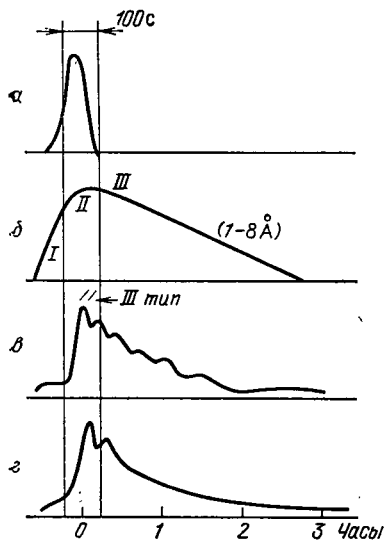


Рис. 50. Изменения радио-,  $H_{\alpha}$ - и рентгеновского излучения в разных фазах вспышки. Цифрами I, II, III обозначены фазы вспышки: I — предвспышечный нагрев; II — жесткая фаза; III — «горячая» (главная) фаза; а — коротковолновое ( $h\nu \geq 50$  кэВ), б — длинноволновое ( $h\nu < 1,5$  кэВ,  $1-8 \text{ \AA}$ ) рентгеновское излучение, в — радиовсплеск в сантиметровом диапазоне, г — излучение в линии  $H_{\alpha}$

Процесс довольно быстро охватывает ряд трубок (см. рис. 46). Геометрия конфигурации магнитных полей обычно весьма сложна, поэтому два волокна вспышки, параллельные нейтральной линии, наблюдаются лишь в особом классе мощных двухленточных вспышек; обычно ленты изгибаются, дробятся и т. д., обуславливая всю причудливость индивидуальных событий, наблюдаемых в хромосферных линиях.

Во вторичных процессах, развивающихся близ основания арок при вторжении пучка частиц и потоков тепла в хромосферу, оказывается очень существенным движение плазмы. От места вторжения пучка в плотные слои вверх и вниз идут две ударные волны с большим скачком плотности, связанным для первой волны с высокой теплопроводностью, для второй — с эффективным излучением плотной плазмы (рис. 51). Предсказываемый в период жесткой фазы отток горячего газа вверх был подтвержден в 1980 г. обнаружением синей компоненты линий

$\text{FeXXV } \lambda 1,850 \text{ \AA}$  и  $\text{CaXIX } \lambda 3,176 \text{ \AA}$ . Основные особенности профиля линии  $H_{\alpha}$  в ярких точках находят свое объяснение в этой модели, причем протяженность источника по высоте составляет всего 10 км. Для проведения рентгеновских наблюдений и развития теории это предположение, вытекающее из анализа бальмеровских линий, казалось очень странным.

Заметим, что заполнение системы петель плазмой с  $T=15-20$  млн кельвинов идет постепенно и заканчивается к концу жесткой фазы, затем область охлаждается из-за излучения и потока тепла вниз. Линия  $H_{\alpha}$  вблизи основания арок в это время (в период «горячей» фазы) излучается, но возмущение не затрагивает глубоких плотных слоев. Возможно, что после окончания жесткой фазы еще некоторое время происходит выделение энергии.

Происхождение первичного процесса, безусловно, связано с превращением магнитной энергии в иные формы.

Магнитное давление, особенно сильное в области крупных магнитных неоднородностей, увлекает и сжимает плазму, которая сопротивляется сжатию до состояния равенства газового и магнитного давлений. У нейтральной поверхности возникает тонкий плазменный слой (sheet), в котором течет электрический ток, плотность которого определяется законами электродинамики. Ток, встречая сопротивление, нагревает плазму. Но первоначально нагрев идет медленно, так как плазма — хороший проводник. Увеличение ее сопротивления может происходить при дальнейшем уменьшении толщины слоя, чему препятствует то же газовое давление. По периферии сжимающегося слоя может происходить некоторое «выдавливание» плазмы. Рост сопротивления при этом вызывает растущее выделение джоулева тепла и ускорение аннигиляции магнитного поля. Сближение противоположных по знаку магнитных полей возрастает.

Теоретически возможны далее два пути. Либо образуются две ударные волны, идущие навстречу друг другу, и там, где они встретились, температура может подняться до миллионов кельвинов. Другой путь, несколько более сложный, состоит в том, что при некоторых условиях в плазме возникают так называемые ионнозвуковые и плазменные волны, из-за которых вещество в слое приобретает бурную турбулентность, запутывающую движение электронов. Вместо упорядоченного потока электроны начинают двигаться хаотически, что быстро увеличивает сопротивление, а с ним — нагрев плазмы.

Часть слоя (sheet), примыкающая к хромосфере, оказывается отделенной магнитным полем от верхней части. В ней разыгрываются описанные выше явления, характерные для хромосферной вспышки, свойственные весьма нагретой плазме. Верхняя же часть в форме плазменного сгустка выбрасывается в корону, а в особых случаях извергается в межпланетное пространство в форме комка плазмы с ее магнитным полем.

Вовлеченная во вспышку хромосфера нагревается незначительно. В радиоволнах длиной 4,3 мм, исходящих, как мы видели выше (см. § 5), из хромосферы, яркостная температура во время вспышки достигает всего 14 000 К (сравнительно с 7000 К в спокойных частях диска). Энергия большой вспышки порядка  $10^{32}$  эрг, из которой лишь 20 % приходится на оптический диапазон. Но объем видимой вспышки равен  $10^{29}$  см<sup>3</sup>, что близко к тепловой энергии во вспышечной петле ( $\frac{3}{2}nkT$ ).

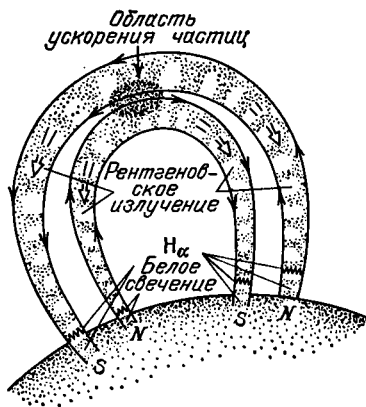


Рис. 51. Вертикальный разрез вспышки (схема)

## СПОРАДИЧЕСКОЕ РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ СОЛНЦА

На сантиметровых и коротких дециметровых ( $\lambda < 20$  см) волнах излучение активных областей на Солнце нередко испытывает быстрые *всплески*, исходящие из малых центров, связанных с солнечными вспышками. Они затухают экспоненциально, со временем затухания 10—20 минут, т. е. того же порядка, что у вспышек. Их круговая поляризация указывает на наличие магнитных полей, а сравнительно невысокая интенсивность (равная интенсивности излучения спокойного Солнца) говорит о *тепловом излучении*.

Другое дело — *нетепловые всплески* на метровых и лишь отчасти дециметровых волнах. Они разнообразны как по форме, так и по частоте и интенсивности. Одни из них (III тип или изолированные выбросы радиовсплесков), длящиеся несколько секунд, совпадают с начальной фазой солнечных вспышек; они повторяются много раз и имеют широкий спектр и быстрое перемещение максимума интенсивности по частоте. Интерферометрические наблюдения устанавливают движение центров таких вспышек со скоростью до 150 000 км/с.

Другой тип всплесков — II тип и *радиобури* — наблюдается в огромном диапазоне длин волн от 33 м до 8,5 мм, с особенно высокой интенсивностью — в метровом диапазоне. Они очень сложны по частотному составу, который быстро меняется, но сами довольно длительны — минуты или десятки минут. Именно они дают упоминавшееся возрастание излучения Солнца, когда, например, на волне 10 м, излучение, отнесенное ко всему диску, формально приводит к температуре  $10^{12}$  К, а если его локализовать на той площади, где оно реально излучается (около 0,01 площади диска Солнца), то яркостная температура оказывается  $10^{14}$  К.

Совершенно очевидно, что в данном случае температура выражает лишь мощность процесса, отнюдь не теплового по природе. Эти всплески перемещаются в короне со скоростью до 1000 км/с, а исходят они из вспышек или выбросов протуберанцев (на лимбе Солнца).

За радиовсплеском II типа нередко следует радиовсплеск IV типа — мощное радиоизлучение в еще более широком диапазоне частот, медленно меняющееся и потому длительное — от десяти минут до нескольких часов. Всплески IV типа могут возникать независимо и часто сопровождаются геофизическими эффектами, происходящими в верхней атмосфере Земли — полярными сияниями и прекращением радиосвязи на коротких волнах через полярные области (см. § 7).

Наконец, к концу вспышки радиоизлучение IV типа переходит в излучение шумовой бури, состоящей из множества коротких радиовсплесков I типа, длящихся 0,2—0,5 секунды, в то время как вся буря может продолжаться часами и даже сутками. При этом сами всплески выступают над повышенным уровнем непрерывного излучения. Эти явления также наблюдаются преимущественно на метровых волнах. Излучение часто имеет круговую или эллиптическую поляризацию.

Для радиовсплесков II и III типов, а также IV типа характерен

*дрейф* по частоте: усиленное излучение начинается с высоких частот и переходит в низкие частоты с измеримой скоростью. Понять этот процесс нетрудно, если причина всплесков лежит в плазменных колебаниях. Действительно, как мы видели выше, плазма обладает собственной частотой колебаний  $\nu_0$ , которая пропорциональна  $\sqrt{n_e}$ , где  $n_e$  — электронная концентрация [см. формулу (5.2)]. Возникая в хромосфере, где  $n_e$  велико, плазменное возмущение проявляется в высоких частотах, а затем, распространяясь вверх, переходит в область низких частот, так как уже на расстоянии солнечного радиуса от поверхности Солнца  $n_e = 10^6$  (см. таблицу 5) и, следовательно,  $\nu_0 \approx 9$  МГц. Использование заатмосферных радионаблюдений со спутников позволило установить, что дрейф, отмеченный земными установками на волнах 1000—10 МГц, продолжается теми же темпами на частотах 5 МГц — 200 кГц. Скорость распространения возмущения при радиовсплесках II типа около 1000 км/с, а при всплесках III типа — значительно выше, от 0,2 до 0,8 скорости света. Эти результаты, выводимые из наших представлений о падении электронной концентрации  $n_e$  в короне, полностью подтвердились наблюдениями с искусственного спутника Луны «Луна-12», во время которых радиовсплески наблюдались значительно позже того, как для спутника Солнце скрывалось за лунным краем. Наблюдались на  $\nu = 200$  кГц всплески на расстоянии 200  $R_\odot$ , с опозданием на 15,5 минуты, что говорит о распространении возмущения со скоростью 0,5  $c$  и о том, что до этого расстояния (почти в 1 а. е.) простирается солнечная свержкорона, или, проще, межпланетная плазма с концентрацией  $n_e$  в среднем около  $7 \text{ см}^{-3}$ .

### КОРПУСКУЛЯРНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ СОЛНЦА

Нам остается рассмотреть еще одно выражение солнечной активности — испускание корпускулярных потоков, в первую очередь космических лучей, во время солнечных вспышек.

Как известно, к поверхности Земли космические лучи приходят одинаково со всех направлений (изотропное излучение). Фактически мы наблюдаем не первичные космические частицы, а вторичное излучение, получающееся при столкновении частиц с ядрами атомов, составляющих земную атмосферу. Первичное космическое излучение состоит из частиц, движущихся со скоростями, очень близкими к скорости света, и потому обладающими колоссальными энергиями до  $10^{19}$  эВ. Оно тоже практически изотропно. Но в первичном излучении у его сравнительно мягкой составляющей некоторая часть приходит со стороны Солнца. Сейчас это легко устанавливается с помощью счетчиков космических частиц, помещаемых на высотных аэростатах и искусственных спутниках Земли. Но еще в 1942 г. было замечено резкое увеличение интенсивности потока космических лучей у поверхности Земли в о в р е м я мощной вспышки 28 февраля. Такое же явление наблюдалось впоследствии несколько раз. Особенно хорошо изучены потоки космических частиц, связанные с хромосферными вспышками на

Солнце 23 февраля 1956 г., 12 мая 1959 г. и 12 ноября 1960 г., которые были вспышками высшего балла (3<sup>+</sup>).

Заряженные частицы встречают противодействие со стороны магнитного поля Земли. Не реагируют на магнитное поле Земли только нейтроны. Мезоны, протоны и более тяжелые ядра до известной степени отсортировываются. Так, например, если частица достигает верхней атмосферы Земли в области экватора, ее энергия должна быть не меньше  $15 \cdot 10^9$  эВ. Наоборот, счетчики, установленные на высоко летающих аппаратах, позволяют наблюдать более мягкие лучи, с энергией в  $10^7$ — $10^8$  эВ и ниже, как, например, при вспышке 12—13 мая 1959 г.

Как мы видели, источники всплесков III типа распространяются со скоростями от 20 до 80 % скорости света, а всплесков II и IV типов значительно медленнее — 1000—2000 км/с, т. е. с запаздыванием против оптических явлений порядка одних-двух суток.

Во время вспышек возрастание потока частиц бывает очень большим: для нейтронов — до 6-кратного по отношению к среднему уровню, для мезонов — до  $1\frac{1}{2}$  раза, а для протонов — в 1000 раз (13 мая 1959 г.). Вспышка 23 февраля 1956 г. началась на Солнце в  $3^h31^m$  всемирного времени, довольно близко от края на площади свыше  $1,5 \cdot 10^{-3}$  доли видимой полусферы, и наблюдалась до  $4^h14^m$  (еще не конец вспышки). Возмущения в земной ионосфере начались на дневной стороне Земли в период от  $3^h30^m$  до  $3^h32^m$ . В  $3^h33^m$  начались радиовсплески на всех частотах от 19 до 10 000 МГц, причем в сантиметровом и дециметровом диапазонах они достигли небывалой силы. Первые космические частицы достигли Земли (ночной стороны) в  $3^h45^m$ , и сразу же интенсивность космических лучей возросла очень резко (что, между прочим, указывает на отсутствие рассеивающего магнитного поля между Землей и Солнцем с напряженностью выше  $10^{-5}$  Э).

Запаздывание начала ливня космических лучей сравнительно с началом вспышки в разных случаях составляет от 0,2 до 2,5 часа и лишь изредка задерживается дольше. Между тем скорость протонов с энергией  $10^8$ — $10^{10}$  эВ настолько близка к скорости света, что запаздывание корпускулярных явлений против оптических не может быть большим (усложнение траекторий частиц большой энергии в слабом межпланетном магнитном поле не может быть значительным; см., впрочем, рис. 54). Приходится поэтому заключить, что зарождение космических частиц высокой энергии происходит в горячих корональных областях под воздействием начавшегося от вспышки постепенно нарастающего механизма. Во время жесткой фазы мощных вспышек наблюдается непрерывное и линейчатое  $\gamma$ -излучение, характерное для термоядерных реакций.

## § 7. СВЯЗЬ МЕЖДУ СОЛНЕЧНЫМИ И ЗЕМНЫМИ ЯВЛЕНИЯМИ

Любое природное явление, происходящее на Земле, непосредственно или косвенным образом имеет своим первоисточником Солнце. Только сейсмические явления и (сравнительно ничтожный) приток тепла из недр Земли, так же как и (ничтожный) приток лучистой энергии от иных космических источников, кроме Солнца, выпадение метеоритов и лунные приливы — вот, пожалуй, и все, что совершается на Земле без участия Солнца в настоящем или когда-либо в прошлом. Два основных влияния, исходящих от Солнца, гравитационное и энергетическое, являются решающими в жизни Земли, хотя вся Земля в целом получает всего лишь одну двухмиллиардную долю полного солнечного

излучения. Все многообразие проявлений этих влияний составляет предмет излучения других наук о природе и человечестве, мы же ограничимся рассмотрением тех воздействий Солнца на Землю, которые формально относятся к геофизике, но дают ключ к пониманию процессов, протекающих на Солнце.

### СОЛНЦЕ И МАГНИТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ НА ЗЕМЛЕ

Вскоре после открытия Швабе 11-летней периодичности числа солнечных пятен разные ученые в разных странах установили такую же периодичность возмущений магнитного поля Земли. Элементы магнитного поля Земли, определяемые по положению намагниченной стрелки, меняются с географическим положением наблюдателя, а также

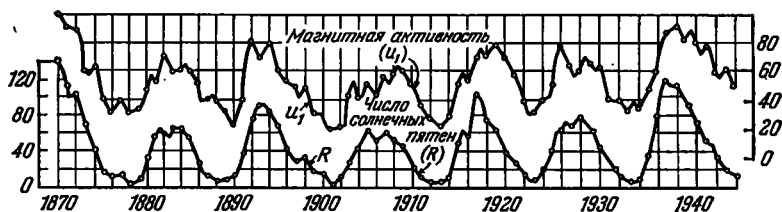


Рис. 52. Связь между активностью земного магнитного поля (верхняя кривая, правая шкала) и относительными числами Вольфа (нижняя кривая, левая шкала)

во времени. Одни изменения носят вековой характер, другие — суточный. Можно моделировать магнитное силовое поле Земли как сумму двух составляющих: постоянной, вызванной магнитными свойствами самого земного шара, медленно изменяющейся на протяжении столетий и тысячелетий, и переменной, которую чаще всего интерпретируют как электромагнитную индукцию, возникающую в результате гигантских токов, охватывающих проводящую верхнюю атмосферу Земли. Последнее совершенно естественно, раз земная атмосфера нагревается Солнцем в дневное и охлаждается в ночное время, а кроме того, она находится в состоянии постоянной циркуляции \*). Сила и направление всех этих воздействий, конечно, изменяется с сезонами года и с географической широтой. Но, как это было замечено свыше 100 лет назад, амплитуда суточных колебаний магнитной стрелки имеет еще 11-летние изменения, которые находятся в самой тесной корреляции с солнечной активностью, как это видно из таблицы 7, составленной Сэбином (Англия), и рис. 52.

Очень часто в поведении магнитной стрелки наблюдаются быстрые неправильные колебания весьма большой амплитуды, нередко *начинающиеся внезапно* и длящиеся сутки и несколько суток. Это — так

\*) Это очень упрощенное толкование: на самом деле в суточных вариациях магнитного поля Земли участвуют и внутренние области земного шара, где индуцируются свои токи. Кроме того, на магнитное поле Земли оказывает влияние и Луна через приливные воздействия.



Таблица 7

Связь между амплитудой  $S$  суточных колебаний магнитной стрелки в Мюнхене и числом  $g$  групп пятен на солнечном диске по Швабе

Годы	$S$	$g$	Годы	$S$	$g$	Годы	$S$	$g$
1843	7,2'	34	1847	9,6'	257	1851	8,7'	151
1844	6,6	52	1848	11,2	330	1852	9,0	125
1845	8,1	114	1849	10,6	238	1853	8,6	91
1846	8,8	157	1850	10,4	186			

называемые *магнитные бури*. Более слабые колебания называются *магнитными возмущениями*. В их повторении наблюдаются 11-летняя, годовичная и 27-дневная периодичность. Последняя, очевидно, связана с вращением Солнца, а годовичная — с расположением Земли относительно солнечного экватора. Возмущения особенно часты в марте и сентябре, когда Земля имеет наибольшую южную (соответственно, северную) гелиографическую широту ( $\pm 7,2^\circ$ ), т. е. видимый с Земли центр солнечного диска сдвигается всего дальше в зону наибольшего появления солнечных пятен южного или северного полушария (см. рис. 39).

## ПОЛЯРНЫЕ СИЯНИЯ

Такую же 11-летнюю и годовичную периодичность обнаруживают *полярные сияния*. Магнитная активность и активность полярных сияний идут строго параллельно друг другу даже в суточной периодичности и параллельно солнечной активности — в 11-летнем цикле. Связь магнитных бурь и полярных сияний хорошо известна с весьма давних пор северным мореплавателям, в частности, русским поморам. Сильные магнитные бури почти всегда сопровождаются интенсивными полярными сияниями, которые бывают видны не только в высоких, но и средних и даже низких широтах (вплоть до Сев. Африки и Кубы).

Явление полярного сияния, как известно, состоит в интенсивном свечении неба в форме дуг, лучей, полос, занавесов. Лучи имеют тенденцию располагаться вдоль силовых линий постоянного магнитного поля Земли. Пучки лучей иногда исходят из одной области небосвода, находящейся вблизи магнитного зенита места наблюдения (т. е. направления, в котором уходит местная магнитная силовая линия); эта область называется *короной*. Большие дуги располагаются вдоль магнитных параллелей. Высота проявления полярных сияний лежит обычно между 100 и 250 км, хотя так называемые «сияния, освещенные Солнцем», разыгрываются на гораздо большей высоте, от 200—300 до 800—1000 км. Максимум интенсивности полярного сияния очень близок к его нижней границе; кверху яркость сияния ослабляется медленно, в среднем на протяжении 50—60 км.

Визуально свет полярного сияния состоит из двух цветов — зеленого и красного. Спектрально это легко находит себе объяснение в том, что в эмиссионном спектре полярного сияния самые сильные линии — зеленая ( $\lambda$  5577 Å) и красные ( $\lambda\lambda$  6300, 6363, 6392 Å), излучаемые атомом кислорода. Кроме того, наблюдаются линии и полосы излучения атома азота, ионизованных молекул  $O_2^+$  и  $N_2^+$ , нейтральной молекулы  $N_2$ . Зеленая и красные линии кислорода относятся к запрещенным, как и зеленая и красная линия солнечной короны. В обоих случаях появлению запрещенных линий способствует разреженность газа (см. § 5); диссоциация молекулы  $O_2$  на атомы O, ионизация молекул  $O_2$  и  $N_2$  тоже требуют, с одной стороны, источника энергии, для чего служит солнечное ультрафиолетовое излучение, а с другой стороны, низкую плотность газа, существующую в верхней атмосфере. Все указанные особенности спектра полярных сияний существуют в нормальном спектре ночного неба, за исключением того, что в последнем они в тысячу раз слабее. Исключение составляет водородная линия  $H_\alpha$ . В обычном спектре ночного неба она очень слаба, а в спектре сияния сильна и смещена в фиолетовую сторону так, как будто порождающие ее атомы водорода врываются в земную атмосферу со скоростью 1—2 тыс. км/с. Это уже пришельцы в земной атмосфере — протоны, прилетающие к нам от Солнца.

## ВЕРХНЯЯ АТМОСФЕРА ЗЕМЛИ. ИОНОСФЕРА. ВОЗДЕЙСТВИЕ НА НИХ СОЛНЦА

Для дальнейшего понимания солнечного воздействия на земную атмосферу важно иметь правильное представление о ее строении. За последние десятилетия в этом отношении достигнута довольно высокая определенность благодаря теоретическим исследованиям процессов, протекающих в верхней атмосфере, посылке шаров-зондов в нижнюю стратосферу, ракет — в верхнюю атмосферу, искусственных спутников Земли и космических ракет — в *экзосферу* (так называют верхнюю атмосферу, которая незаметно переходит в межпланетное пространство). В таблице 8 приведены наиболее надежные данные, принятые в настоящее время.

Выше 200 км атмосферная плотность меняется в течение суток, возрастая днем и уменьшаясь ночью; на высоте 800 км эти изменения достигают целого порядка. Спад солнечной активности тоже ведет к уменьшению плотности земной атмосферы. Данные таблицы 8 являются средними за сутки величинами.

Возрастание величины  $H$  с высотой есть следствие убывания молекулярной массы  $\mu$  и роста температуры. До высоты 100 км происходит достаточное перемешивание атмосферы, в результате чего ее молекулярный состав держится на одном уровне. Выше начинает сказываться диссоциация молекул, главным образом  $O_2$ , а еще выше проявляет себя прогрессирующее диффузионное разделение составляющих газов. Согласно барометрическому уравнению (4.3) давление газа в

Таблица 8

Количественные характеристики земной атмосферы  
в функции высоты  $h$  над поверхностью Земли

$\rho$ —плотность,  $T$ —температура,  $H$ —высота однородной атмосферы [см. формулу (4.5)],  $p$ —давление,  $n$ —число молекул в  $1 \text{ см}^3$ ,  $n_e$ —число электронов в  $1 \text{ см}^3$ ,  $\mu$ —молекулярная масса. Числа на отлете в каждой колонке указывают степень десяти, на которую умножается стоящее рядом значащее число.

$h$ , км	$T$ , К	$H$ , км	$p$ , мбар	$\rho$ , кг/м <sup>3</sup>	$n$	$\mu$	$n_e$	Название слоя	
0	288,1	8,47	1,01	31,29	2,63	19	28,97	1,54	Тропосфера
10	223,2	6,53	2,65	24,13	-10,89	19			
20	216,6	6,39	5,53	18,89	-20,19	19			
30	226,5	6,74	1,20	11,84	-20,40	18			
40	250,3		2,87	04,00	-30,86	17			
50	270,6	8,01	7,98	-11,03	-30,22	17	1,95	Ионосфера D	
60	255,8		2,25	-13,06	-40,66	16			
70	219,9		5,52	-28,74	-50,18	16			
80	190,6		1,08	-21,95	-50,42	15			
90	190,5		1,09	-33,46	-60,74	14			
100	202,7	6,43	3,54	-45,94	-70,13	14			Ионосфера E
В минимуме солнечной активности									
120	334	10,8	3,64	-53,56	-80,82	12	27,1	3,65	Ионосфера F <sub>1</sub>
140	508	17,4	8,78	-65,38	-90,13	12	25,9		
160	615	22,3	3,20	-61,54	-90,39	11	24,6		
180	685	26,3	1,41	-65,76	-100,15	11	23,3		
200	732	29,9	6,90	-72,51	-100,71	10	22,1		
250	790	37,2	1,56	-74,64	-110,15	10	19,4	17,75	Ионосфера F <sub>2</sub>
300	798	42,1	4,45	-81,18	-110,42	9	17,6		
350	799	46,1	1,43	-83,53	-120,13	9	16,4		
400	800	50,0	5,05	-91,16	-120,47	8	15,3		
500	800	64,6	8,40	-101,54	-130,79	7	12,2		
600	800	105,7	2,42	-102,80	-140,23	7	7,7	}	Экзосфера
800	800	221,8	7,00	-114,08	-150,65	6	3,9		
1000	800	276,4	3,14	-111,55	-150,29	6	3,3		
В максимуме солнечной активности									
120	379	12,5	2,27	-51,93	-80,45	12	26,8		
140	690	27,6	8,11	-63,26	-90,79	11	25,8		
160	970	38,8	4,44	-61,23	-90,31	11	25,0		
180	1280	47,0	2,79	-66,39	-100,16	11	24,4		
200	1405	53,3	1,87	-63,81	-100,10	11	23,8		
250	1566	64,1	8,02	-71,38	-100,38	10	22,4		
300	1642	72,6	3,86	-75,95	-110,18	10	21,0		
350	1676	79,7	2,00	-72,85	-110,90	9	19,8		
400	1690	86,0	1,10	-71,47	-110,49	9	18,8		
500	1698	96,9	3,67	-84,49	-120,16	9	17,3		
600	1700	106,7	1,37	-81,57	-120,61	8	16,2		
800	1700	130,7	2,50	-92,47	-130,11	8	14,0		
1000	1700	181,7	6,61	-105,01	-140,29	7	10,6		

атмосфере при отсутствии перемешивания будет падать с высотой тем быстрее, чем больше его молекулярная масса. Поэтому с высотой в составе земной атмосферы будет нарастать относительное число молекул гелия ( $\mu=4$ ) и водорода ( $\mu=2$ ; для атомарного  $\mu=1$ ), что и приводит к значению  $\mu=2$  на высоте 1700 км. Наличие горячей «водородной короны» вокруг Земли, так же как и атомов гелия, подтверждается спектральными наблюдениями.

Широкое применение радио после первой мировой войны вызвало массовые наблюдения распространения радиоволн, что привело в свою очередь к открытию вокруг Земли ионосферы, т. е. слоя атмосферы, находящегося в состоянии частичной ионизации. Как раз ионосфера делает радиосвязь на шаровой поверхности Земли возможной, так как радиоволны огибают кривую поверхность Земли. Длинные и средние волны отражаются от ионосферы всегда, а короткие отражаются до известной, критической частоты  $\nu_0$ , которая, как мы видели в § 5 [см. формулу (5.2)], определяется концентрацией свободных электронов отражающего слоя.

Вертикальное зондирование атмосферы радиоволнами разной частоты привело к открытию трех ионосферных слоев — D, E и F (распадается на два), расположенных на высотах от 60 до 300 км. Ионосфера создается солнечным излучением, она сильно ослабляется в ночное время (из двух подразделений  $F_1$  и  $F_2$  слоя F нижний слой  $F_1$  ночью совсем исчезает) и иногда полностью перестраивается под действием солнечных импульсов. При этом диссоциативное и ионизационное состояние верхней атмосферы с ее сложным газовым составом очень чутко откликается на космические воздействия, земная атмосфера становится как бы естественным прибором, исследующим солнечные влияния, а индикатором в этом приборе служит распространение радиоволн.

С коротковолновой стороны пропускание излучения земной атмосферой кончается у 2900—3000 Å. Приходящее извне ультрафиолетовое излучение в области 2000—3000 Å поглощается в земной атмосфере, главным образом на высоте от 50 до 20 км, молекулами озона. Сам озон образуется под действием еще более коротковолнового излучения, между 1925 и 1760 Å, поглощаемого молекулами кислорода (полосы Рунге — Шумана). Молекула  $O_2$  возбуждается и, взаимодействуя с другой молекулой  $O_2$ , образует молекулу озона  $O_3$ , а остающийся атом O может привести к образованию еще одной молекулы  $O_3$ . Озон очень сильно поглощает ультрафиолетовое излучение от 2000 до 3000 Å, хотя толщина озонного слоя, если в нем собрать весь атмосферный озон, при нормальной температуре (0 °C) и давлении (760 мм) не превышает 4,5 мм. При этом происходит фотодиссоциация:  $O_3 + h\nu \rightarrow O_2 + O^*$ . Возбужденный атом кислорода  $O^*$  соединяется с другой молекулой озона:  $O_3 + O^* \rightarrow 2O_2$ . Энергия возбуждения атомов передается тепловому движению молекул, в результате чего озоносфера заметно нагревается (см. таблицу 8). Озон простирается в глубь земной атмосферы вплоть до высоты 10 км.

Максимальная же концентрация молекул  $O_3$  приходится на высоту 25—30 км.

Возникновение ионосферы тоже сопровождается образованием максимальной ионной концентрации в каком-то слое. Это естественно: ультрафиолетовое или рентгеновское или даже корпускулярное излучение, способное ионизовать атмосферные газы, проникая в глубь атмосферы, ионизует ее и за счет этого ослабляется. Чем ниже оно проникает, тем с большим числом атомов встречается, тем более ионизует их и тем более ослабевает, так что его ионизирующая роль начинает падать и сводиться к нулю. Таким образом где-то образуется слой *максимальной ионизации*. Несколько слоев образуется потому, что в атмосфере есть несколько составляющих, каждая из которых ионизуется своей областью спектра. Глубже других проникает рентгеновское излучение и оно порождает самый низкий слой D, наиболее зависящий от вспышек на Солнце. Среднее значение критической частоты, пропускаемой каждым ионосферным слоем, возрастает по мере роста солнечной активности, что свидетельствует о возрастании ионизации. Спад ионизации в ночное время делает ионосферу более прозрачной для коротких волн, вследствие чего в ночное время связь на коротких волнах ухудшается.

## ЯВЛЕНИЯ НА ЗЕМЛЕ, ПРОИСХОДЯЩИЕ ВО ВРЕМЯ ПЕРИОДОВ ПОВЫШЕННОЙ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

Во время сильных и средних по интенсивности солнечных вспышек на Земле, как правило, наблюдаются следующие явления:

1. Эффект Мёгеля — Деллинджера, заключающийся во внезапном прекращении радиосвязи на частотах от 5 до 20 МГц (от 15 до 60 м) через дневную половину земного шара.

2. Полное прекращение отражений от ионосферных слоев и усиление поглощения радиоизлучения космических источников на волнах 10—15 м.

3. Внезапное усиление атмосферных помех или сигналов от очень удаленных станций на очень длинных волнах ( $>10$  км).

4. Понижение высоты ионосферного слоя D.

5. Усиление потока мягкой составляющей космических лучей на поверхности Земли с небольшим запозданием против начала вспышки (см. § 6).

6. Эффект Форбуша, заключающийся в значительном ослаблении на 5—10 дней интенсивности космических лучей после того, как наступит вызванная вспышкой магнитная буря (см. выше).

7. Магнитные бури, наступающие обычно не позднее двух суток после вспышки, но чаще всего через 17—21 час.

8. Полярные сияния, обычно совпадающие по времени с магнитными бурями и другие ионосферные возмущения.

Первые четыре эффекта связаны с электромагнитным солнечным излучением, так как они начинаются практически одновременно с оптически наблюдаемой вспышкой. Усиленный поток ультрафиолетовых лучей значительно (на 15 км) понижает нижнюю границу ионосферы до такого уровня, где плотность газа велика, а радиоволны (все, кроме  $\lambda > 10$  км) теряют свою энергию и затухают вместо того, чтобы отражаться. Для эффектов явления (2) особенно эффективно распространение ионизации ниже слоя E. Снижение высоты D-слоя связано с большим усилением рентгеновского излучения короны во время вспышки (см.

§ 6). Длинные волны лучше отражаются от снизившегося D-слоя и этим объясняется эффект (3). В данном случае речь идет не только о сигналах, идущих от станций, но и от тропических штормов, что усиливает шумы.

Правильное понимание солнечных воздействий на ионосферу очень важно для планирования трасс радиопередач на очень дальние расстояния. Хотя точно предвидеть солнечные вспышки невозможно, приближенные и вероятностные предсказания на этот счет вполне реальны. Для этой цели необходима непрерывная «служба Солнца» — непрерывные наблюдения фотосферы, хромосферы и короны Солнца, которые ведутся сетью станций, опоясывающих весь земной шар.

Эффект (5) мы рассмотрели уже достаточно подробно ранее. Эффекты (6), (7), (8) тесно связаны друг с другом. Все они указывают на корпускулярные потоки разной энергии, исходящие из областей солнечной активности, особенно из мест вспышек. Космические лучи распространяются со скоростью, практически не отличающейся от скорости света. Запаздывание начала магнитных бурь говорит о движении корпускул со скоростью 600—1600 км/с. То, что речь идет здесь о корпускулах, доказывается появлением линий  $H_{\alpha}$  и  $H_{\beta}$  в спектре полярных сияний, смещенных против нормального положения в фиолетовую сторону на 10—35 Å, а это указывает на скорость вторжения от 450 до 1500 км/с (а в исключительных случаях до 3000 км/с). О том, что здесь з а р я ж е н н ы е частицы, говорит их различное поведение на разных геомагнитных широтах: магнитные силовые линии поля Земли доходят до нижней атмосферы и поверхности Земли лишь у магнитных полюсов Земли, т. е. в высоких географических широтах. Именно там и наблюдаются чаще всего полярные сияния. Частицы сравнительно малой энергии (от 80 до 300 кэВ) не в состоянии преодолеть магнитного поля Земли п о п е р е к его силовых линий, а могут двигаться только вдоль них вблизи полюсов. И поток частиц, дающий смещенную линию  $H_{\alpha}$ , первоначально состоит из протонов солнечного происхождения, которые, проникая в ионосферу Земли, захватывают электроны; последние переходят на все более низкие орбиты, и при переходе с 3-й на 2-ю излучаются  $H_{\alpha}$ . Для объяснения магнитных бурь предложено несколько гипотез. Одна из них (Чепмен и Ферраро, 1931, 1940), наиболее распространенная, предполагает, что во время вспышки из короны выбрасывается сгусток плазмы, в целом нейтральный. Когда этот сгусток вторгается в магнитное поле Земли, в нем естественно индуцируются токи. Магнитное поле Земли тормозит сгусток, а магнитное поле последнего сжимает магнитные силовые линии земного поля, что означает начало магнитной бури. Сгусток обтекает Землю и магнитные силы плазмы производят дифференциацию зарядов, так что вокруг Земли на расстоянии около пяти радиусов образуется гигантский кольцевой ток, индуцирующий главные магнитные возмущения на протяжении всей бури.

Дополнительное поле пришедшего сгустка плазмы и созданного им кольцевого тока ставит добавочные препятствия для проникновения космических лучей на поверхность Земли, что и проявляется в эффекте Форбуша (6).

## РАДИАЦИОННЫЕ ПОЯСА ЗЕМЛИ

Существенную помощь в понимании связей «Земля — Солнце» астрофизика нашла в открытых сейчас же после запуска первых искусственных спутников Земли (1958 г., Вернов и Чудаков, Ван Аллен) радиационных поясах Земли. Счетчики частиц высокой энергии на высоких спутниках показали, что вокруг Земли постоянно существуют опоясывающие ее кольцевидные области, заполненные высокоэнергетическими частицами. За последующие десять лет содержание этих поясов было изучено с достаточной тщательностью, что в свою очередь

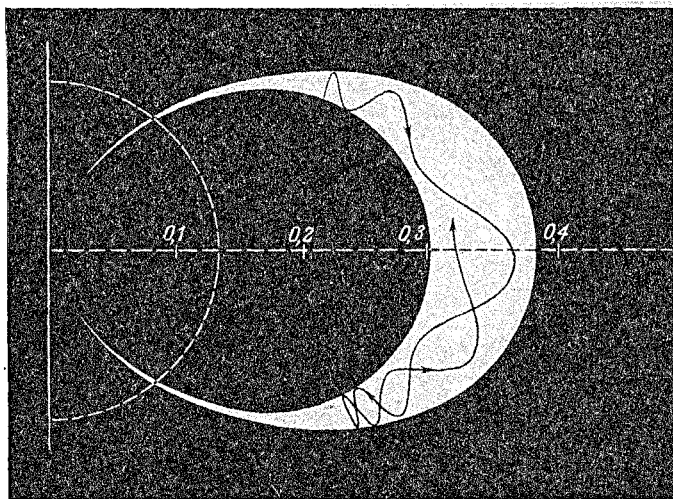
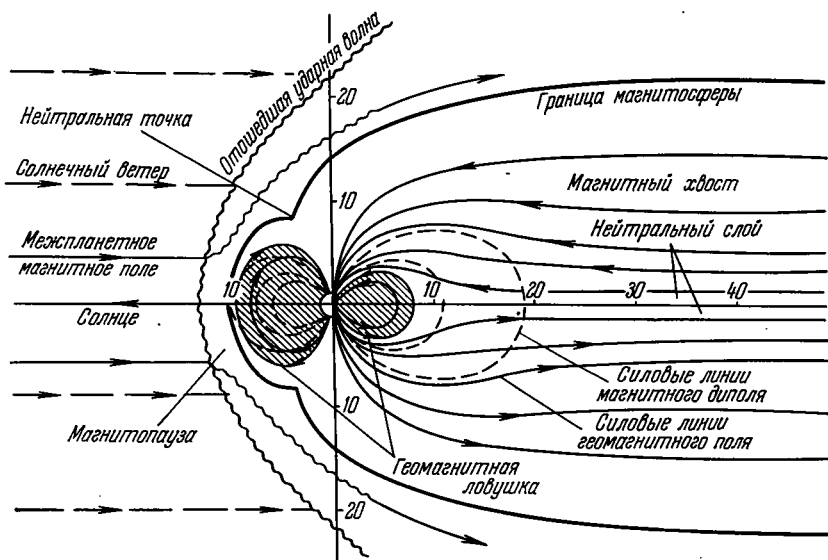


Рис. 53. Магнитосфера Земли в меридиональном разрезе. Вверху общая схема (расстояния по осям координат даны в радиусах Земли). Внизу в крупном масштабе показана винтовая траектория заряженной частицы между силовыми линиями, ограничивающими магнитное поле, способное удержать частицу данной энергии. Там, где магнитные силовые линии сходятся, шаг винтовой траектории частицы становится меньше, частица отражается от силовых линий и движется в обратном направлении, не будучи в состоянии выбраться из магнитной «ловушки»

позволило установить геометрические и физические характеристики *магнитосферы* Земли.

Магнитное поле Земли приближенно можно описать как дипольное. Магнитные силовые линии за пределами твердого тела Земли замыкаются, не доходя до ее поверхности (исключая полярные области), и тогда попавшие внутрь этих замкнутых контуров заряженные частицы не имеют возможности выбраться наружу, оказываются в *геомагнитной ловушке*, где и движутся по винтовым линиям переменного шага взад и вперед (рис. 53). Наблюдения показали, что зона, заполненная частицами высокой энергии, простирается от нескольких сотен км над поверхностью Земли до самой внешней границы магнитосферы, т. е. до расстояния в 6—10 радиусов Земли. Однако по своим свойствам частицы во внутренней зоне пояса и во внешней отличаются. Во внутренней зоне энергия протонов может достигать десятков МэВ, а во внешней не превышает 1 МэВ. Электроны имеют меньшую энергию. Решающую роль в образовании магнитосферы Земли и процессов, протекающих в ней, а также иногда в ионосфере и даже в нижней атмосфере, играют не частицы высокой энергии, а частицы умеренных энергий,  $\sim 10$  кэВ, благодаря своей многочисленности.

Для того чтобы заряженная частица могла забраться в геомагнитную ловушку, ей нужно обладать достаточно высокой энергией; вот почему во внутренней зоне, где напряженность магнитного поля выше, энергия частиц тоже выше. Есть и другой путь проникновения частиц — механизм так называемого *нейтронного альbedo*: в результате взаимодействия внешней атмосферы Земли с приходящим космическим излучением образуются нейтроны, для движения которых магнитное поле не представляет никаких препятствий. Впоследствии нейтроны распадаются на протоны и электроны, которые оказываются запертыми. Но оба описанных пути являются необходимыми лишь в том случае, если сама магнитосфера замкнута, как это думали первоначально. На самом деле она замкнута лишь в спокойные периоды, когда нет никаких возмущений от Солнца, и скорее всего она в некоторой степени открыта с ночной стороны Земли.

Внешний радиационный пояс содержит многочисленные, но менее энергичные частицы — протоны с энергией от 150 кэВ до 5 МэВ. Столь же интенсивны здесь потоки электронов с энергией от нескольких десятков кэВ до нескольких МэВ. Верхняя граница внешнего пояса часто уходит далеко вверх (до 95 тыс. км) и спадает параллельно со спадом солнечной активности. Этот пояс явно связан с солнечной активностью.

Само понятие магнитосферы Земли выясняется лишь в связи с ее взаимодействием с магнитными полями, переносимыми потоками заряженных частиц, исходящими от Солнца. Поэтому рассмотрим сперва это явление.



## ДВИЖЕНИЕ КОРПУСКУЛЯРНЫХ ПОТОКОВ В МЕЖПЛАНЕТНОМ ПРОСТРАНСТВЕ

1 апреля 1960 г., когда околоземное пространство патрулировал спутник «Эксплорер-VII», а на дальних подступах к магнитному полю Земли находилась космическая ракета «Пионер-V», магнитные приборы последней зарегистрировали прохождение большого облака солнечной плазмы, которая, достигнув Земли, произвела сильную магнитную бурю, исказила орбиты захваченных электронов внешнего пояса с энергией в десятки килоэлектрон-вольт и заставила их «высыпаться» в земную атмосферу. Результатом этого было яркое полярное сияние, видимое на низких широтах. Электроны солнечной плазмы пополнили эту потерю, и первоначально несколько возбужденный внешний пояс мало-помалу пришел в норму. Это хорошо прослеженное в деталях явление, может быть, представляет собой образец многих других полярных сияний.

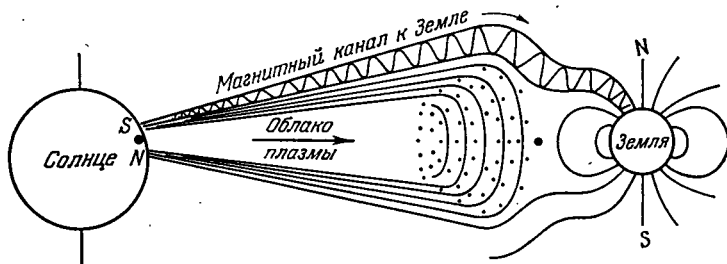


Рис. 54. Схема канала для заряженных частиц, образуемого магнитными силовыми линиями, исходящими из Солнца. Облако плазмы, выброшенное Солнцем, уносит с собой магнитные силовые линии

В связи с описанным событием картина возникновения магнитных бурь и полярных сияний получает добавочное освещение.

Сильное магнитное поле из района вспышки на Солнце может распространиться далеко в глубь планетной системы. Поток плазмы с замороженными в нее магнитными силовыми линиями прокладывает «магнитный мост» между Солнцем и Землей, так что солнечные магнитные силовые линии сближаются с силовыми линиями земного поля, и по такому временному «мосту» электрически заряженные частицы не очень высокой энергии могут переходить от Солнца к Земле по винтовым путям, длина которых значительно больше, чем длина прямой Солнце — Земля. Поэтому частицы, приносящие с собой магнитные бури, запаздывают сильно и по-разному. Они спускаются вдоль силовых линий в околополярных областях до нижней атмосферы и дают сильную ионизацию слоя D, в результате чего возникает так называемая *полярная абсорбция* (Polar Cape Absorption — PCA) радиоволн, прерывающая связь через полюс. Схематически весь этот процесс показан на рис. 54.

Но у быстрых протонов с энергией порядка 1—50 МэВ, число которых, конечно, незначительно, угадываются и другие пути движения от Солнца. Это видно из того, что ливни космических частиц, вызванные вспышками, случаются несравненно чаще при вспышке на западной стороне солнечного диска, чем при восточном расположении ее. Сверх того, запаздывание ливня, небольшое у западных вспышек, доходит до нескольких часов при вспышках на восточной стороне диска. Наконец, вспышки, расположенные от центра солнечного диска дальше  $0,8R$ , вообще не вызывают ливней космических частиц. Все эти факты легко объясняются, если считать, что магнитные силовые линии, выходящие из Солнца в межпланетное пространство, искривляются вследствие осевого вращения Солнца: уходя на большое расстояние от оси вращения, плазменные частицы, выброшенные радиально, по теореме сохранения вращательного момента будут загибаться в сторону, обратную вращению. В результате, как

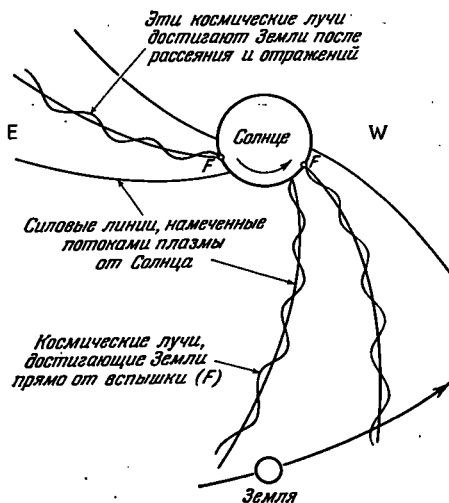


Рис. 55. Изгиб силовых линий, исходящих из Солнца, вследствие его вращения. Видно, что частицы от вспышек на западной (W) стороне диска Солнца имеют возможность достигнуть Земли и непосредственно быстрее, чем от вспышек на восточной (E) стороне

это видно из схемы на рис. 55, магнитные силовые линии из восточных вспышек совсем не дойдут до Земли, а космические лучи, движущиеся вдоль них, попадут на Землю лишь после рассеяния или отражений в межпланетной среде. Если же вспышка располагается вблизи солнечного края, то силовые линии, выходящие из поверхности Солнца приблизительно радиально, не встретятся с Землей ни при восточном, ни при западном расположении вспышки.

Связи солнечных и земных явлений прослеживаются всего явственнее при возникновении вспышки, которая представляет собой самое яркое выражение солнечной активности. На рис. 56 схематически

показаны все наиболее важные виды такого взаимодействия. Но и при отсутствии вспышек зоны активности, описываемые как факельные поля или поля пятен, непрерывно взаимодействуют с межпланетной

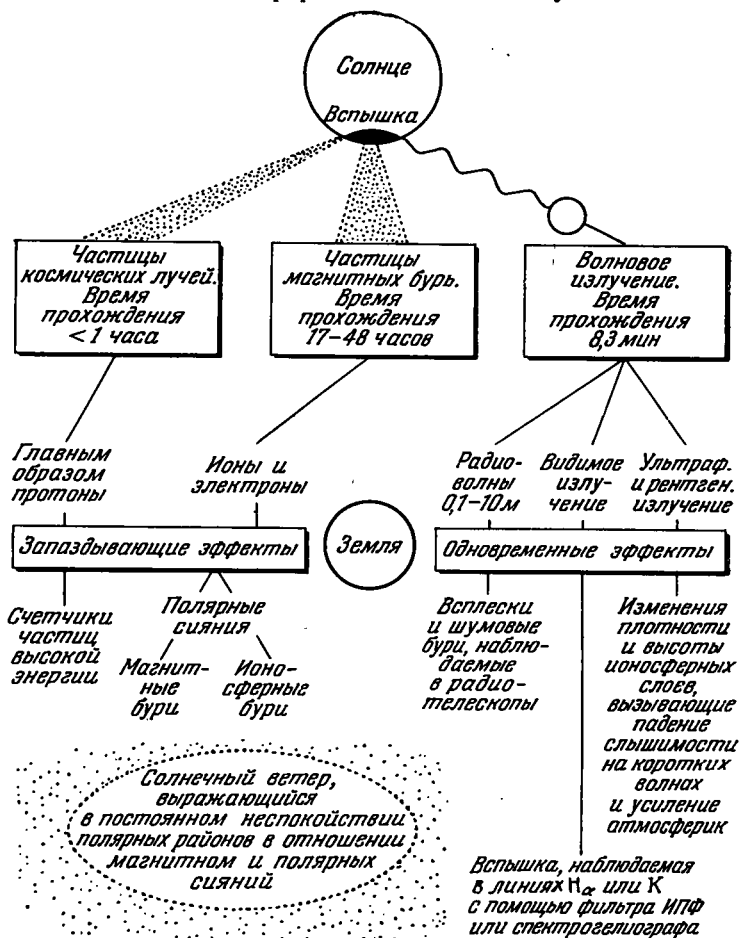


Рис. 56. Общая схема воздействий Солнца на Землю

средой и посылают даже при минимальном количестве пятен электромагнитные и корпускулярные импульсы на планеты, в том числе на Землю, вызывая эффекты, описанные выше, но менее интенсивные, а иногда просто слабые.

### СОЛНЕЧНЫЙ ВЕТЕР И МАГНИТОСФЕРА ЗЕМЛИ

Существует еще один, более постоянный процесс воздействия на Землю солнечных корпускул, называемый *солнечным ветром*. Он состоит из потока корпускул (ионов различных элементов), не-

прерывно вытекающих из Солнца со скоростью от 250 до 500 км/с (на расстоянии 1 а. е. от Солнца), так что поток их около Земли составляет  $2 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  при плотности этих частиц от 3 до 10 в  $1 \text{ см}^3$ , хотя в отдельных случаях их число может достигнуть  $25 \text{ см}^{-3}$ .

Явление это изучено посредством прямого счета частиц невысокой энергии на искусственных спутниках и космических аппаратах, в частности прямыми экспериментами экипажей «Аполлона-11» и «Аполлона-12», выставлявших на поверхности Луны листы алюминиевой фольги, в которых застревали частицы солнечного ветра; по возвращении на Землю они выявлялись в лаборатории. Относительный химический состав солнечного ветра не вполне сходен с составом солнечной атмосферы. Так, отношение  $\text{He} : \text{H}$  оказывается здесь всего 4 %. С другой стороны, отношение изотопов  $^4\text{He} : ^3\text{He}$  в спокойном солнечном ветре, вероятно, правильно выражает их истинное отношение в солнечной атмосфере, оно равно примерно  $2 \cdot 10^8$  и немного больше (до  $2,7 \cdot 10^8$ ) у лунной пыли, которая подвергалась воздействию солнечного ветра неограниченно долгое время. Именно солнечный ветер, несущий магнитное поле, создает межпланетное магнитное поле напряженностью до  $5 \cdot 10^{-5}$  Э.

Источником солнечного ветра служит тепловая неустойчивость солнечной короны, которая расширяется гидродинамически, но не изотропно. Были установлены те «отдушины», через которые корпускулы вырываются в межпланетное пространство. Это так называемые *корональные дыры*. Они легко замечаются на рентгеновских фотографиях Солнца, дающих картину корональной структуры на фоне солнечного диска (см. рис. 32). Это темные области, резко контрастирующие с обширными светлыми. В них плотность вещества в три раза меньше, чем у нормальной спокойной короны. Температура тоже ниже — не превышает  $1,0 \cdot 10^6 \text{ К}$ , а толщина переходного слоя в три раза больше обычной, так что проводящий поток электронов в три раза меньше. Корональные дыры не связаны ни с какими процессами ни в хромосфере, ни в фотосфере, т. е. в областях с  $T < 20\,000 \text{ К}$ . В столь глубоких слоях они проявляют себя лишь монополярностью магнитного поля, отчего следует считать их поля открытыми в межпланетное пространство.

Меньшая плотность и температура в корональных дырах означает меньшие лучистые потери и меньшие потери от теплового потока в сторону хромосферы. Но тогда приходится допустить существование в них каких-то процессов, уносящих энергию в масштабах более крупных, чем в остальной короне. Такой процесс есть: это усиленный поток корпускул сквозь незамкнутые магнитные поля, что и подтверждается наблюдениями солнечного ветра. Особенно интересны корональные дыры вокруг полюсов вращения Солнца. Эти дыры, стойкие на протяжении месяцев, дают потоки корпускул, не достигающие Земли.

Указанная выше скорость движения частиц превосходит свойственную этой среде (на расстоянии многих солнечных радиусов от

Солнца) скорость звука (число Маха до 10). При встрече с Землей в этом сверхзвуковом потоке образуется ударная волна. Но солнечный ветер несет с собой магнитное поле. Поэтому для него препятствием служит уже магнитное поле Земли. Солнечный ветер оказывает давление на геомагнитное поле, которое с дневной стороны сжимается (см. рис. 53). Здесь между границей магнитосферы и отошедшей ударной волной располагается магнитопауза, которая отделяет магнитное поле Земли от межпланетного поля, и именно в ней сливаются силовые линии того и другого поля. Нормально дневная граница магнитосферы отстоит на 10 земных радиусов от центра Земли, но при сильных возмущениях со стороны особенно обильных корпускулярных солнечных потоков она приближается к Земле до расстояния в 6 радиусов, а вообще граница магнитосферы неустойчива и, так сказать, «шероховата» из-за переменного влияния корпускулярных потоков. Тут же находятся нейтральные точки, через которые открывается внешним частицам доступ в земную атмосферу. Тот же солнечный ветер «заметает» магнитные силовые линии на ночную сторону, так что здесь магнитосфера приобретает вид магнитного хвоста Земли; в сечении его толщина достигает 40 земных радиусов, длина прослеживается до 30 радиусов, а простирается, вероятно, гораздо дальше, вливаясь незаметным образом в межпланетные поля. Обтекание солнечным ветром головы кометы тоже порождает у нее газовый хвост с богатыми деталями (см. главу IX).

## ЗАДАЧИ К ГЛАВЕ I

1. Проверить согласованность значений  $L$  и  $T_e$  для Солнца, приведенных в сводке на с. 13.

2. Применяя формулу (1.3), определить, чему равна разность длин волн у линии  $\text{NaD}_1$  на западном и восточном крае Солнца при широте  $\varphi=60^\circ$ . В каком порядке дифракционного спектра следует наблюдать эту разность, чтобы линейно она достигла 0,1 мм? Фокусное расстояние спектрографа равно 5 м, решетка имеет по 600 штрихов на 1 мм.

3. Проверить расчет числа возбужденных атомов водорода на с. 32, имея в виду, что вес  $i$ -го состояния атома водорода равен  $2i^2$ . Прodelать такой же расчет для  $T=6000$  К и  $T=10\,000$  К.

4. Рассчитать для  $T=6000$  К и  $T=10\,000$  К число возбужденных атомов He на уровнях, заданных энергией возбуждения с основного уровня в электрон вольтах:

самый нижний уровень триплетного состояния	19,72 (3),
верхний уровень для резонансного перехода $584 \text{ \AA}$	21,2 (3),
» » » триплет у $10\,830 \text{ \AA}$	21,0 (9),
» » » желтого триплет $D_3$	23,1 (15),
» » » триплет $4471 \text{ \AA}$	23,7 (15).

В скобках указаны статистические веса уровней.

5. Определить, какая доля атомов магния находится в состоянии первой ионизации на уровне  $\tau=1$  (таблица 2) в атмосфере Солнца. Для магния

$$\lg \frac{2u_1}{u_0} = 0,52.$$

В практических вычислениях формулу Саха следует применять в логарифмическом виде:

$$\lg \frac{n^+}{n} P_e = \lg \frac{2u_1}{u_0} + \frac{5}{2} \lg T - \chi_1 \frac{5040}{T} - 0,48.$$

6. Вычислить отношение  $\frac{n_{\text{H}}}{n_{\text{H}^-}}$  нейтральных атомов и отрицательных ионов водорода для  $\tau=1$  в модели таблицы 2 и сравнить число ионов  $\text{H}^-$  с числом атомов  $\text{H}$  во втором состоянии (см. задачу 3). При этом иметь в виду, что для атомов  $\text{H}$   $u_{\text{H}}=2$ , а для иона  $\text{H}^-$   $u_{\text{H}^-}=1$ .

7. Вычислить наивероятнейшую скорость атомов железа и водорода при температуре 1 млн кельвинов и найти число частиц, движущихся со скоростью  $\alpha = \pm 0,5$  км/с, а также со скоростями на 10 км/с меньше и на 20 км/с больше в том же интервале  $\Delta v$ . Определить их энергию в электрон-вольтах.

8. Будет ли в состоянии магнитное поле напряженностью в 10 Э сдерживать в протуберанце турбулентное движение, происходящее со скоростью 15 км/с?

9. Принимая ионную концентрацию в протуберанце  $n=2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ , проверить, при какой температуре протуберанец будет в равновесии с окружающим корональным веществом на высоте 40 000 км (см. таблицу 5).

10. Показать, что полная интенсивность линии, определяемой доплеровским профилем (4.6), равна  $I = \frac{\lambda \alpha \sqrt{\pi}}{c} I(\lambda_0)$ .

11. Найти полуширину линии  $\text{FeXIV } \lambda 5303$  солнечной короны при температуре  $1,5 \cdot 10^6 \text{ К}$ .

12. Какова энергия протонов и электронов (в электрон-вольтах), достигающих Земли спустя 26 часов после вспышки на Солнце?

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ К ГЛАВЕ I

1. Курс астрофизики и звездной астрономии: Т. III, Ч. I/Под ред. А. А. Михайлова.— М.: Наука, 1964.
2. Солнечная и солнечно-земная физика/Под ред. Б. Бруцека и Ш. Дюрана.— М.: Мир, 1980.
3. На переднем крае астрофизики: Пер. с англ./Под ред. Ю. Эвретта.— М.: Мир, 1979.
4. Шкловский И. С. Физика солнечной короны.— 2-е изд.— М.: Физматгиз, 1962.
5. Пикельнер С. Б. Основы космической электродинамики.— М.: Наука, 1966, гл. 7.
6. Смит Г., Смит Э. Солнечные вспышки.— М.: Мир, 1966.
7. Сыроватский С. И., Буланов С. В., Догель В. А. Физика солнечных вспышек // Вспышки на звездах / Под ред. Р. А. Сюняева.— М.: ВИНТИ, 1982 (серия «Астрономия», т. 21).

8. Солнечный ветер / Под ред. Р. Дж. Маккина и М. Нейгебауэра.— М.: Мир, 1968.
9. Паркер Е. Н. Динамические процессы в межпланетной среде.— М.: Мир, 1965.
10. Иванов-Холодный Г. С., Никольский Г. М. Солнце и ионосфера.— М.: Наука, 1969.
11. Брей Р., Лоухед Р. Солнечные пятна.— М.: Мир, 1967.
12. Томас Р., Атей Р. Физика солнечной хромосферы.— М.: Мир, 1965.
13. Гибсон Э. Спокойное Солнце.— М.: Мир, 1977.
14. Noyes Robert. The Sun. Our Star.—Harvard Univ. Press, 1983.
15. Никольский Г. М. Солнечная корона и межпланетное пространство.— М.: Знание, 1975.
16. Физика космоса / Под ред. С. Б. Пикельнера.— М.: Советская Энциклопедия, 1976 (Серия «Маленькие энциклопедии»).
17. Minnaert M., Mulders G. F. W., Houtgast J. Photometric atlas of the Solar Spectrum from 3612 to 8771.—Amsterdam, 1940.
18. Migeotte M., Neven L., Swensson J. Le spectre de 2.8 à 23.7 microns. I Partie. Atlas photométrique.— Liège, 1965.
19. Mohler O. C., Pierce A. K., Mac Math R. R., Goldberg L. Photometric Atlas of the near infrared Solar spectrum from  $\lambda$  8465 to  $\lambda$  25242.—Ann. Arbor., Michigan Univ. Press., 1950.
20. В журнале «Земля и Вселенная», 1974, № 4 помещены следующие статьи по солнечной физике: Пикельнер С. Б. Хромосферные вспышки; Пушков Н. В. Вспышки на Солнце и геофизические последствия; Чистяков В. Ф. Необычные явления на Солнце; Иошпа Б. А. Солнечные протуберанцы; Лифшиц М. А. Рентгеновское излучение солнечной короны; Шкловский И. С. Проблемы нейтринного излучения Солнца; Владимирский Б. М. Экспериментальная гелиобиология.
21. Макарова Е. А., Харитонов А. В. Распределение энергии в спектре Солнца и солнечная постоянная.— М.: Наука, 1972.

## ЗВЕЗДНЫЕ АТМОСФЕРЫ

### § 8. СПЕКТРЫ ЗВЕЗД

Любая звезда, если бы она была к нам так же близка, как Солнце, доставила бы такое же, как Солнце, разнообразие явлений, а в иных случаях — гораздо более богатое. Но в действительности каждая звезда представляется нам всего лишь точкой, и мы можем изучать только интегральные свойства ее, за исключением того случая, когда рассматриваемая звезда входит в состав двойной системы и затмевается другой звездой — спутницей. Тогда при затмении последовательно выключаются отдельные детали на диске звезды или около нее. Тем самым они становятся доступными нашему познанию. Этот случай мы рассмотрим в главе III.

Солнце является типичной звездой. Но звезды весьма различны по своим физическим свойствам, что проявляется прежде всего в их спектрах. В КПА мы рассмотрели внешние признаки, по которым классифицируются звездные спектры. Теперь мы рассмотрим физические основания спектральной классификации звезд.

### ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВАНИЯ ГАРВАРДСКОЙ СПЕКТРАЛЬНОЙ КЛАССИФИКАЦИИ

Гарвардская классификация звездных спектров (КПА 287 и след.) — это прежде всего температурная классификация. Будучи основана на видимости и интенсивности спектральных линий различных элементов в разных стадиях ионизации, она является ионизационной классификацией.

У красных звезд M, N, R, S температура атмосферы невысока и потому в их спектрах наблюдаются многочисленные полосы молекул ( $C_2$ , CN, TiO, ZrO и др.) наряду с линиями атомов и даже ионов, если они имеют невысокий потенциал ионизации ( $SrII$ , BaII, ...). Как правило, такие молекулы могут существовать при температурах ниже 3200—3000 K, но они наблюдаются и в спектрах гораздо более горячих звезд, включая Солнце: звездная атмосфера неоднородна в температурном отношении и, в частности, высокие ее слои значительно холоднее глубоких, и там могут избежать диссоциации многие молекулы. Впрочем, низкое газовое давление в верхних слоях атмосферы благоприятствует диссоциации. При большом избытке водорода в звездах наиболее распространенной молекулой в звездных атмосфе-



рах является молекула  $H_2$ , тем более что она обладает высокой энергией связи (4,5 эВ), затрудняющей диссоциацию, но условия для наблюдения  $H_2$  в спектре неблагоприятны: линии, как правило, слабы и требуют высокой энергии возбуждения ( $>6$  эВ), которая отсутствует в атмосферах холодных звезд. Это делает понятным отсутствие признаков  $H_2$  в спектрах звезд. Напомним, что 1 эВ соответствует 11 605 К и 12 398 Å.

При переходе к более горячим звездам K — G — F содержание молекул в их атмосферах падает, и проявляются со все большей силой ионы элементов, легко ионизуемых и легко возбуждаемых в состоянии ионизации. Прекрасным примером тому служит кальциевый дублет H и K, который достигает наибольшей интенсивности в классе K0. Ионизационный потенциал Ca невелик (6,1 эВ), а для появления линий H и K в абсорбции ион CaII не нуждается в возбуждении, так как эти линии резонансные. В рассматриваемых спектрах линия  $\lambda$  4227 Å нейтрального кальция тоже обладает высокой интенсивностью, потому что она резонансная. Другой элемент со сходным потенциалом ионизации — магний (7,6 эВ) имеет резонансный дублет  $\lambda\lambda$  2795 и 2802 Å в ультрафиолетовой области и уже наблюдался у Солнца и звезд с помощью заатмосферных ракет, а для того чтобы образоваться линии поглощения MgII  $\lambda$  4481 Å, нужно возбуждение свыше 8 эВ — вот почему эта линия интенсивна лишь в спектрах горячих звезд B5—A5, где она является самой сильной металлической линией (кроме K). Наоборот, линии железа доминируют числом и интенсивностью во всех трех классах, с той особенностью, что в спектре они представляют одинаково хорошо и нейтральный атом FeI, и ион FeII. Для их возникновения требуются, как правило, атомы в весьма невысокой стадии возбуждения (2,5—3 эВ).

По мере перехода к более ранним спектральным классам вместе с ростом температуры возрастает число ионизованных атомов, растет возбуждение, усиливаются соответственные линии ионов, но при продолжающемся росте температуры начинается следующая стадия ионизации, и те же спектральные линии начинают ослабевать, уступая место линиям следующего иона. Правда, явление это осложняется в звездных атмосферах тем, что, начиная с класса F5 и ранее, усиливается ионизация водорода, т. е. возрастает в атмосфере звезды число свободных электронов. Между тем, как это видно из ионизационного уравнения Саха, возрастание электронной концентрации препятствует ионизации. Вот почему усиление линий ионизованных металлов при переходе к спектрам A не так уж заметно (рис. 57). Зато заметным становится другое явление: усиление линий поглощения бальмеровской серии водорода, для которой нижний уровень (второй) имеет потенциал возбуждения почти 10 эВ. Как видно из рис. 58, где эквивалентная ширина линии  $H_\gamma$  (переход с уровня 2 на уровень 5) показана в функции  $\theta = 5040/T$  (см. задачу 5 к главе I), в звездных спектрах максимум интенсивности линии наступает при  $\theta \approx 0,5$ , т. е. при  $T \approx 10\,000$  К. Это как раз совпадает с эффективной температурой звезд

спектрального класса A0, названных водородными. Мы видим, что название это отнюдь не указывает на особый химический состав.

На рис. 58 точки показывают результат наблюдений, а плавная кривая соответствует теоретическим расчетам. Получение ее — не простое дело, так как следует учитывать и температуру в атмосфере звезды и электронное давление (для применения уравнений Больцмана и Саха). Разумеется, в конечном счете должна быть согласованность между наблюдаемой температурой максимума развития той или иной линии или группы линий и спектрофотометрической (или колориметрической) температурой того спектрального класса, где этот максимум наблюдается. Достичь подобного согласования можно только при определенных электронных давлениях, которые осуществляются при определенном соотношении между числом атомов водорода и металлов в целом, так как при

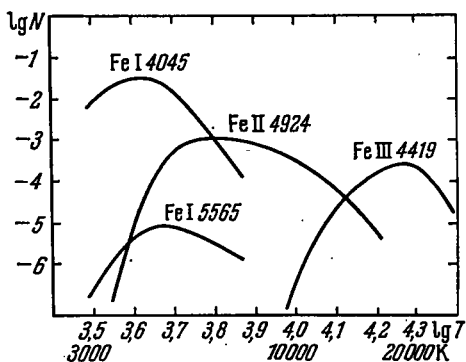


Рис. 57. Относительное число атомов и ионов железа в атмосферах звезд главной последовательности, участвующих в образовании четырех линий, встречающихся в звездных спектрах. Числа атомов и ионов  $N$  даны в логарифмической шкале в функции логарифма температуры  $T$

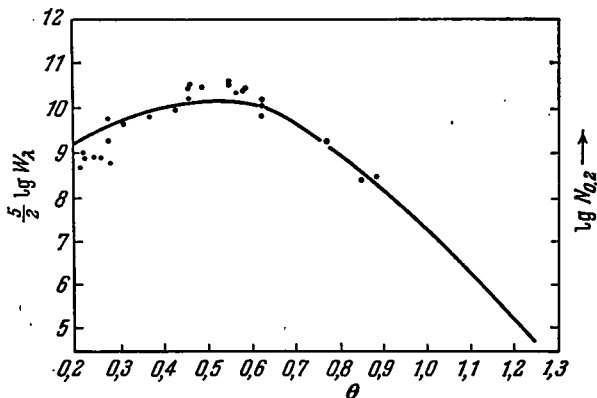


Рис. 58. Теоретическое (кривая) и наблюдаемое (точки) изменения интенсивности ( $\frac{1}{2}$  логарифма эквивалентной ширины  $W_\lambda$  в  $\text{m} \cdot \text{\AA}$ ) в функции температуры ( $\theta = 5040/T$ ) для бальмеровской линии  $H_\gamma$ . Числам  $W_\gamma$  приблизительно пропорциональны величины  $N_{0,2}$  — числа возбужденных на второй уровень атомов водорода в столбе, пронизывающем всю атмосферу звезды

низких температурах основным источником электронов являются металлы, а при высоких — водород. В случае Солнца мы уже пришли к выводу (§ 3), что это соотношение равно 10 000 : 1. Того же прибли-

зительно требуют спектры звезд (даже несколько большее значение — 13 000 : 1). Температура, которая наилучшим образом соответствует наблюдаемому развитию всех спектральных линий (или полос), называется *ионизационной* температурой. Последняя может иногда расходиться со спектрофотометрической или эффективной температурой, но лишь для отдельных линий или групп линий, в целом же все эти виды температуры в современной астрофизике согласованы хорошо. Все же известное расхождение должно остаться, так как линии относятся к верхней, а непрерывный спектр — к нижней фотосфере.

Возвратимся к спектральным признакам ранних классов. В спектрах A5—B8 водородные линии совершенно подавляют все другие особенности спектра. Линия CaII K  $\lambda$  3934 Å становится все слабее, так как кальций переходит во вторую стадию ионизации (линия H сливается с крылом мощной линии водорода H<sub>ε</sub>). Линии ионизованного железа, достигавшие максимума развития в классе F5, также быстро ослабевают и исчезают в классе B5, так как с ростом температуры быстро прогрессирует вторая ионизация (рис. 57). В классе B5 становится незаметной и линия MgII  $\lambda$  4481 Å, так как магний переходит в состояние MgIII.

Зато в классе B появляются хорошо выраженные линии нейтрального гелия HeI. Мы видели, что HeI проявляет себя на Солнце только в виде эмиссий, а в виде линий поглощения очень редко — лишь в хромосферных вспышках. В звездных спектрах он тоже не представлен, за исключением класса B. Причина — общая: слишком высокий потенциал возбуждения тех уровней атома гелия, с которых происходит поглощение в частотах оптического спектра (см. задачу 4 к главе I) и поэтому же линии HeI не достигают большой силы, даже в максимуме развития у спектральных подразделений B2—B3. В еще более ранних классах B0, где температура достигает 25 000 K, становится заметной ионизация He, проявляющаяся в полной мере уже в спектральных классах O5—O9. Но наблюдаемые в видимой и ультрафиолетовой области спектра линии поглощения HeII требуют очень высокого потенциала возбуждения нижнего уровня (48—50 эВ) и понятно поэтому, что их интенсивность монотонно нарастает при переходе от B0 к O5.

Интересна так называемая *пикерингова серия* HeII, которую Пикеринг обнаружил в спектре звезды ζ Кормы (ζ Pupis), когда гелий только был открыт на Земле и его спектр в ионизованном состоянии не был известен в лаборатории. Линии этой серии как будто следовали закономерности бальмеровской серии водорода, располагаясь между этими линиями. Лишь в 1912 г. квантовая теория спектров, разработанная Бором, объяснила эту серию как результат квантовых переходов в атоме, заряд ядра которого точно в два раза больше, чем у водорода. Тогда вместо сериальной формулы для серии Бальмера

$$N = R \left( \frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (8.1)$$

где  $N = \frac{v}{c} = \frac{1}{\lambda}$  — волновое число, а  $n$  — текущее число, равное 3, 4, 5, ..., теория дает для атома ионизованного гелия, подобного атому водорода, но с

зарядом в два раза б ó л ь ш и м,

$$N = 4R \left( \frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (8.2)$$

или

$$N = R \left( \frac{1}{\left(\frac{4}{2}\right)^2} - \frac{1}{\left(\frac{n}{2}\right)^2} \right), \quad (8.3)$$

где  $n=5, 6, 7, \dots$  Последняя формула совпадает с формулой серии Бальмера, но из-за текущего члена  $n/2$  вместо  $n$  частота линий серии Пикеринга вдвое больше, чем серии Бальмера. При  $n$  нечетном линии серии Пикеринга располагаются между бальмеровскими линиями, а при  $n$  четном — те и другие совпадают. Впрочем, это совпадение неточное, так как коэффициент  $R$  (*постоянная Ридберга*) во второй формуле несколько больше, чем  $R$  в первой формуле из-за различия масс ядер. В результате длины волн  $\text{HeI}$  при  $n$  четном и бальмеровских линий отличаются у  $H_\alpha$  на  $-2,71 \text{ \AA}$ , а у  $H_\beta$  — на  $-2,01 \text{ \AA}$  и т. д. до  $-1,48 \text{ \AA}$  на границе серии.

У звезд спектрального класса О, температура атмосфер которых достигает 25—30 тыс. кельвинов, ионизация и возбуждение достигают наивысшей степени. Соответственно здесь, кроме линий H, HeI, HeII, наблюдаются также линии SiIV, CIV, CIII, NIII. Необходимые для образования четырех последних ионов потенциалы равны 33,5; 47,9; 24,4; 29,6 эВ соответственно, и температура, при которой должны наблюдаться максимальные интенсивности линий этих элементов, равна 25—35 тыс. кельвинов.

## РАЗЛИЧИЯ В СПЕКТРАХ ГИГАНТОВ И КАРЛИКОВ

Обратим теперь особенное внимание на то, что ионизация зависит не только от температуры, но и от электронного давления, которое при прочих равных условиях прямо пропорционально общему газовому давлению. Малое давление в атмосфере способствует ионизации, а что касается температуры, то из-за того, что она входит в уравнение Саха дважды, в степени  $5/2$  и экспоненциально в показатель  $\chi/kT$ , — при увеличении температуры отношение  $n^+/n$  у трудно ионизуемых элементов будет опережать такое же отношение у легко ионизуемых элементов, а при понижении температуры у элементов с бóльшим  $\chi$  отношение  $n^+/n$  будет уменьшаться быстрее, чем при малом потенциале ионизации  $\chi$ .

Представим себе, далее, две звезды приблизительно одинаковой температуры, но одна из них имеет относительно малые размеры и, как следствие этого, большое значение ускорения силы тяжести, а другая звезда имеет большие размеры и малое значение силы тяжести. У первой звезды высота однородной атмосферы [см. (4.4)] мала и градиент плотности в атмосфере велик, тогда как у второй он будет мал. Первая звезда будет иметь тонкую плотную атмосферу, у второй атмосфера будет протяженной и разреженной. Таким образом, формирование линий поглощения до определенной оптической глубины

у первой звезды будет происходить в условиях плотной атмосферы и значительного газового давления, у второй — в условиях разреженной атмосферы и низкого давления. Раз обе звезды имеют одинаковую температуру, то они излучают с единицы поверхности одинаково, но у второй звезды поверхность несравненно больше ( $\sim R^2$ ), и потому она излучает в целом гораздо больше, а ее абсолютная звездная величина  $M$  значительно меньше, чем у первой звезды. В соответствии с установившимся обычаем вторую звезду назовем гигантом, а первую — карликом (см. КПА 292, 447). Рассмотрим, каковы могут быть различия в спектрах звезд гигантов и карликов одного спектрального класса, т. е. той же степени ионизации.

Благодаря низкому электронному давлению ионизация в атмосфере гиганта облегчена, поэтому температура гиганта ниже температуры карлика того же спектрального класса (КПА 447, где карлики называются «звездами главной последовательности»). Понижение температуры в среднем компенсирует уменьшение электронного давления. Благоприятное для ионизации уменьшение  $p_e$  у гигантов преодолевает падение температуры, если потенциал ионизации невысок, и не в состоянии этого сделать при высоком потенциале. Если взять легко ионизуемые атомы CaI или SrI ( $\chi_0=6,1$  и  $5,7$  эВ соответственно), то ионы их CaII и SrII в атмосфере гиганта будут представлены относительно богаче, чем в атмосфере карлика, где, наоборот, атомы CaI и SrI будут преобладать. В противоположность этому следующая ступень ионизации — образование CaIII и SrIII, требующая высокого потенциала ( $11,8$  и  $11,0$  эВ соответственно), будет в спектре гиганта хуже представлена, чем в спектре карлика, что опять приводит к относительному преобладанию CaII и SrII в спектрах гигантов.

Подобных примеров можно привести множество, и на их основе опытный глаз способен прямо при осмотре спектрограммы дифференцировать гиганты от карликов. Так возникла качественная характеристика *g* (giant) и *d* (dwarf), которую при записи проставляют впереди спектрального класса, например: dG2, gK0 и т. д.

### ВЛИЯНИЕ РАЗНЫХ ФИЗИЧЕСКИХ ФАКТОРОВ НА ВИД И ИНТЕНСИВНОСТЬ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ

Качественную характеристику можно превратить в количественную. Для звезд спектральных классов K, G и F пара линий FeI  $\lambda$  4063 и SrII  $\lambda$  4077 оказывается очень хорошим индикатором абсолютной звездной величины. Если присмотреться внимательно к четырем спектрам класса K0 на рис. 59, то легко заметить, что линия FeI  $\lambda$  4063 усиливается от верхнего спектра к нижнему; т. е. с уменьшением светимости или с увеличением абсолютной звездной величины, тогда как SrII  $\lambda$  4077 ослабевает (в соответствии с тем, что было сказано выше). Следовательно, отношение интенсивностей  $I_{4063} : I_{4077}$  есть функция абсолютной величины  $M$ , быстро возрастающая с возрастанием  $M$ . Если найти указанное отношение для нескольких звезд с известными  $M$  и пост-

роить на этом материале калибровочную кривую, то ее можно будет использовать для определения абсолютных звездных величин тех звезд K0, для которых измерено в спектре упомянутое отношение интенсивностей. Разумеется, описанный критерий — не единственный. Отношение интенсивностей FeI  $\lambda$  4144 к  $\lambda$  4077 тоже служит в качестве критерия абсолютной звездной величины или светимости звезды. В другом спектральном классе зависимость отношения от  $M$  будет

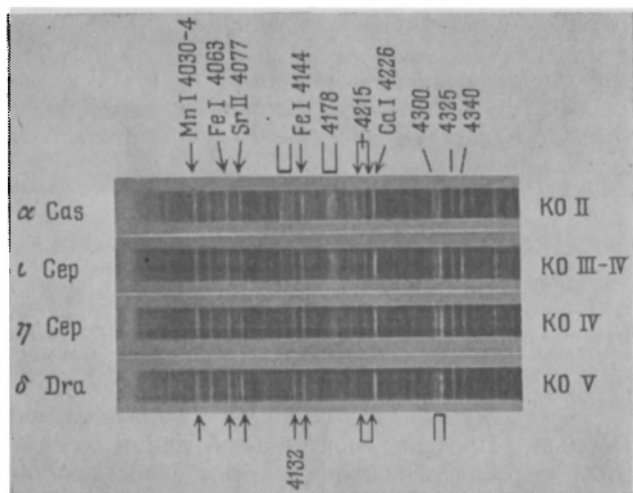


Рис. 59. Сопоставление спектров класса K0 различной светимости. Абсолютные визуальные величины звезд (обозначения которых приведены слева) соответственно равны  $-1^m$ ,  $+1,5^m$ ,  $+2,8^m$ ,  $+6,1^m$  (сверху вниз). В то время как интенсивность линии SrII  $\lambda$  4077 убывает сверху вниз, линия FeI  $\lambda$  4063 усиливается (так же как и FeI  $\lambda$  4215). Хороший эффект абсолютной звездной величины показывает непрерывный спектр по обе стороны линии  $\lambda$  4215

иная и может оказаться практически неудобной; тогда она заменяется другим критерием.

У звезд спектрального класса F0 подходящими для определения абсолютной звездной величины оказываются отношения пар интенсивностей линий  $\lambda$  4172 :  $\lambda$  4227 (CaI) и  $\lambda$  4417 :  $\lambda$  4481, а в спектрах звезд G0 критерием может служить полоса g (рис. 60).

Для более горячих звезд A и B хорошим критерием абсолютной звездной величины являются водородные линии балмеровской серии — они значительно расширяются при переходе от звезд большой светимости к звездам-карликам (рис. 61). Калибровка эквивалентной ширины этих линий по абсолютным звездным величинам звезд и может быть проведена с большой уверенностью (рис. 62). Причина такого расширения заслуживает специального рассмотрения.

Одна из причин расширения спектральных линий была нами рассмотрена ранее — это эффект Доплера (см. § 4). В большинстве случаев тепловое движение атомов придает линии полуширину (КПА 420)

не больше  $0,5 \text{ \AA}$  для самых легких атомов — водородных. Наличие турбулентных движений в атмосферах звезд может в редких случаях удвоить эту величину. Между тем реальная ширина водородных линий у звезд класса А, таких как Вега, Сириус, может достигать десятка

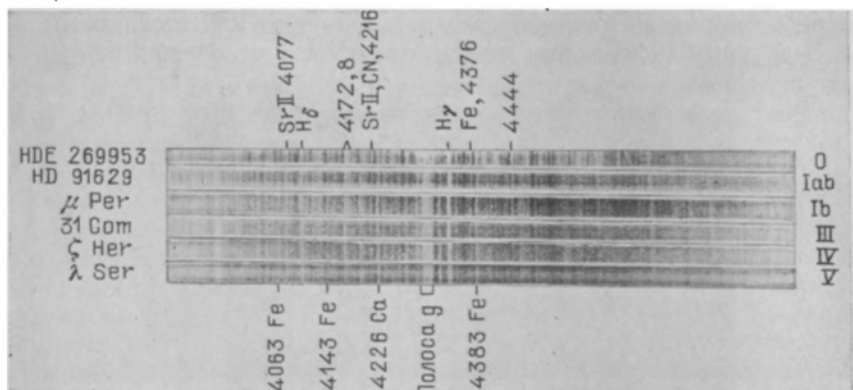


Рис. 60. Сопоставление спектров звезд типа G0 различных классов светимости начиная от 0 (сверх-сверхгигант) и кончая обычным карликом V. Обращает на себя внимание полоса g, которая разбивается на отдельные линии у сверхгигантов, тогда как более широкие эти линии в спектрах III—V в полосе g сливаются

ангстрем и больше. Профиль спектральной линии совсем не напоминает при этом колоколообразную кривую, свойственную доплеровскому профилю (4.6) — линия имеет очень широкие крылья. Теория

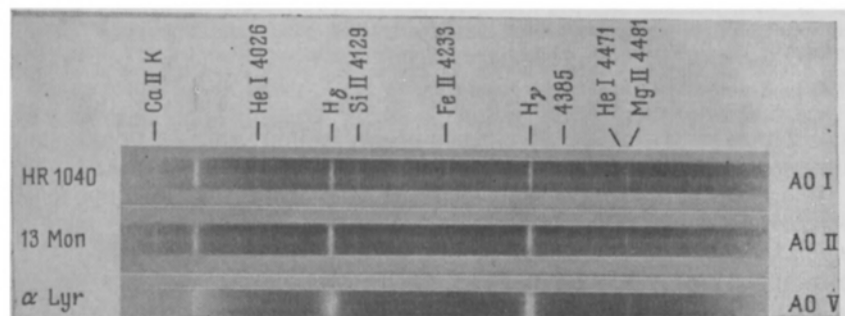


Рис. 61. Эффект светимости в спектрах A0. Видно значительное расширение балмеровских линий с переходом от абсолютно ярких звезд (сверху) к рядовым (внизу). Но линии Si II  $\lambda$  4129 и Fe II  $\lambda$  4213 при этом ослабевают

говорит в этом случае, что в образовании спектральной линии участвует очень много атомов. Атом способен поглощать не только частоту, соответствующую центру линии  $\nu_0$ , но и в соседних частотах  $\nu$ ; естественно, что по мере роста разности  $\nu - \nu_0$  вероятность поглощения падает. Когда атомов над фотосферой звезды (т. е. участвующих в обра-

зовании линии) мало, их поглощение за пределами доплеровского профиля ничтожно мало, но среди большого числа атомов, особенно в случае линий с благоприятными условиями возникновения, всегда найдутся атомы, способные поглощать свет в частотах, удаленных от центральной частоты настолько заметно, чтобы поглощение проявлялось за пределами доплеровского профиля в крыльях линии. Крылья будут раздвигаться тем шире, чем больше число поглощающих атомов  $N$ , и чем больше их способность к поглощению данной линии — так называемая сила осциллятора  $f$ . Источник такого расширения профиля линии называется *затуханием вследствие излучения*.

Теория показывает, что у звезд-гигантов произведение  $Nf$  для линий серии Бальмера примерно таково же, как у карликов, вопреки всем ожиданиям. Значит, в этом случае расширение спектральных линий у карликов имеет другую природу, а именно — *расширение вслед-*

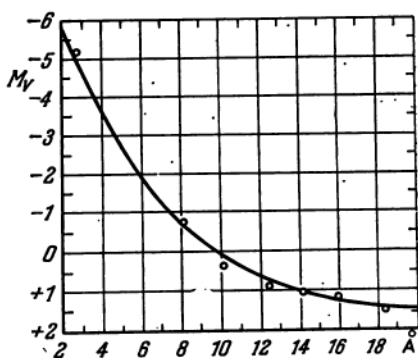


Рис. 62. Кривая зависимости эквивалентной ширины линии  $H_\gamma$  от абсолютной звездной величины  $M$  (обсерватория Виктория, Канада)

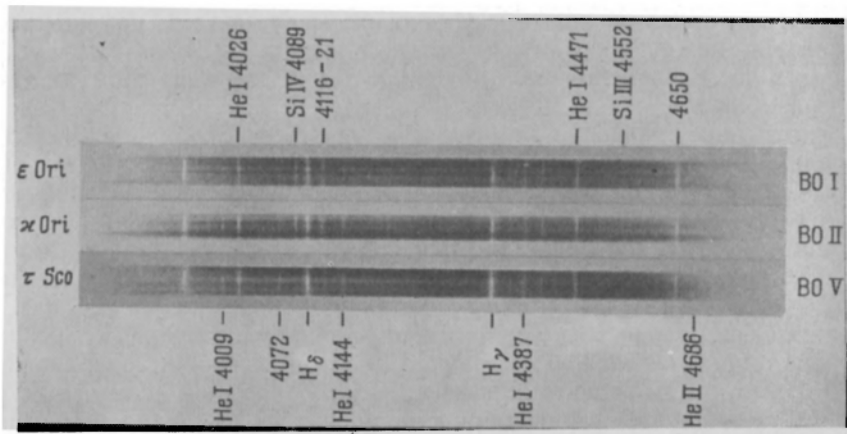


Рис. 63. Эффект светимости в классе В. Линии He I и H I незначительно усиливаются при переходе к карликам (вниз по трем спектрам), в то же время линия Si IV  $\lambda$  4089 ослабевает

*ствие соударений*. В плотной атмосфере столкновения настолько часты, что возбужденный атом нередко еще не успевает излучить своей энергии возбуждения, как сталкивается с другим атомом или электроном. Цуг волн, посылаемый атомом, прерывается, искажается.



С другой стороны, энергетические уровни в атоме при близком прохождении заряженных частиц, ионов и электронов, искажаются, и переходы между такими возмущенными уровнями будут происходить при частотах, сильно отличающихся от  $\nu_0$ . Описываемый процесс можно рассматривать как *микроскопический эффект Штарка*, возникающий вследствие статистических флуктуаций электрических полей ионов и электронов. Ему особенно подвержены бальмеровские линии водорода и линии гелия, так как у тех и других исходное состояние соответствует пребыванию электрона на сильно возбужденном уровне далеко от ядра.

Именно эта причина и вызывает такое значительное расширение водородных линий в спектре карликов классов А и В. То же наблюдается и у линий He, но в более слабой степени. Для установления таких различий в спектрах В более удобны другие критерии, основанные на наших прежних рассуждениях о преобладании трудных ионизуемых ионов (когда трудна следующая стадия ионизации) в атмосферах гигантов. В данном случае (рис. 63) удобно сравнивать линии  $\text{SiIV } \lambda 4089$  и  $\text{HeI } \lambda 4144$  или  $\text{HeI } \lambda 4009$ .

## СПЕКТРАЛЬНЫЕ ПАРАЛЛАКСЫ И ДВУМЕРНАЯ СПЕКТРАЛЬНАЯ КЛАССИФИКАЦИЯ

В первую треть нашего столетия на основании анализа описанных выше тонких особенностей в спектрах было произведено определение абсолютных звездных величин  $M$  многих тысяч звезд. С помощью соотношения между абсолютной звездной величиной  $M$  и видимой  $m$  для всех исследованных звезд находили параллакс  $\pi$  по формуле  $M = m + 5 + 5 \lg \pi$ .

Полученное значение  $\pi$  стало называться *спектроскопическим* (лучше *спектральным*) *параллаксом*  $\pi_{sp}$ , и столь массовое определение звездных расстояний сыграло большую роль в звездной астрономии.

Астрофизика больше интересует определение абсолютной звездной величины звезды, тем более, что описанный метод позволяет статистически выделить среди звезд несколько групп по их светимости, детализирующих в общем довольно грубое подразделение их на карлики и гиганты. Так родилась *двумерная спектральная классификация*, разработанная на *Йеркской обсерватории* (Морган и Кинан; сокращенно МК). В ней каждый спектр описывается с двух сторон — с температурной стороны (в этом отношении классификация МК мало чем отличается от гарвардской) и по признаку светимости, для чего предусмотрены пять классов светимости, обозначаемых римскими цифрами I—V:

- I. Сверхгиганты с подразделением Ia и Ib.
- II. Промежуточные сверхгиганты.
- III. Нормальные гиганты.
- IV. Субгиганты.
- V. Нормальные карлики.

Звезды пятого класса называют чаще «звездами главной последовательности», и это название для В-звезд распространяется также на класс IV. Связь между классами I—V и абсолютными звездными величинами  $M$  иллюстрируется диаграммой, изображенной на рис. 64. С помощью этой диаграммы может быть быстро найдена абсолютная звездная величина любой нормальной звезды, для которой определены гарвардский класс и класс светимости. Точность такого определения не очень высока в верхней части, но внизу диаграммы, вероятно, не хуже немногих десятых звездной величины. Новая калибровка звезд-сверхгигантов, произведенная недавно, дает для звезд Ia  $M = -8,0^m$ ; Iab  $M = -6,5^m$ ; Ib  $M = -4,5^m$  и II  $M = -2,5^m$ , что существенно отличается от старых значений. В Большом Магеллановом Облаке было обнаружено несколько звезд F8—G7, которые выделялись своей исключительно высокой светимостью ( $M$  от  $-9^m$  до  $-10^m$ ). Их назвали «сверх-сверхгигантами», и им присвоен в системе МК класс 0 (нуль).

Класс сверхгигантов (Ia, Ib, II) предусматривался и в старой гарвардской классификации, где спектры звезд весьма высокой светимости обозначались буквой «с». Характеристика спектра «с» обозначает очень тонкие резкие линии, что свидетельствует об отсутствии эффектов соударений в очень разреженной атмосфере сверхгигантов. Примеры таких спектров даны на рис. 59, 60, 61, 63 при характеристике I.

Не все звездные спектры укладываются в рамки двумерной классификации МК. Исключения из нее будут рассматриваться далее.

Французскими учеными была предложена другая двумерная классификация, основанная на изучении непрерывного спектра в ближайшей ультрафиолетовой области спектра, там, где сгущающиеся к пределу линии серии Бальмера создают депрессию в спектре, тем более сильную, чем шире бальмеровские линии. Кроме того, за границей бальмеровской серии (в коротковолновую сторону) коэффициент непрерывного поглощения атомами водорода испытывает резкое увеличение, так что в спектре возникает резкое падение интенсивности — *бальмеровский скачок* (рис. 65). Причина столь внезапного возрастания коэффициента поглощения лежит в том, что всякий квант света с частотой  $\nu$  (такой, что энергия кванта  $h\nu$  больше, чем энергия ионизации водорода со второго уровня), встречаясь с возбужденным на второй уровень атомом водорода, ионизует его. Это будет при  $h\nu = 13,60 - 10,20 = 3,40$  эВ, чему соответствует длина волны границы

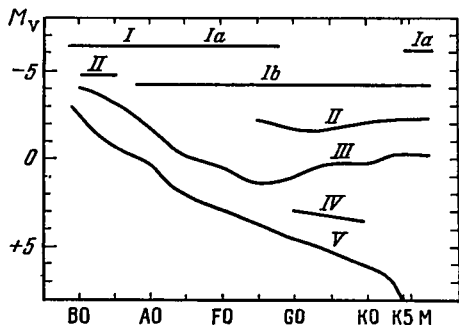


Рис. 64. Связь классов светимости с абсолютной визуальной звездной величиной  $M$  звезд разных спектральных классов классификации МК

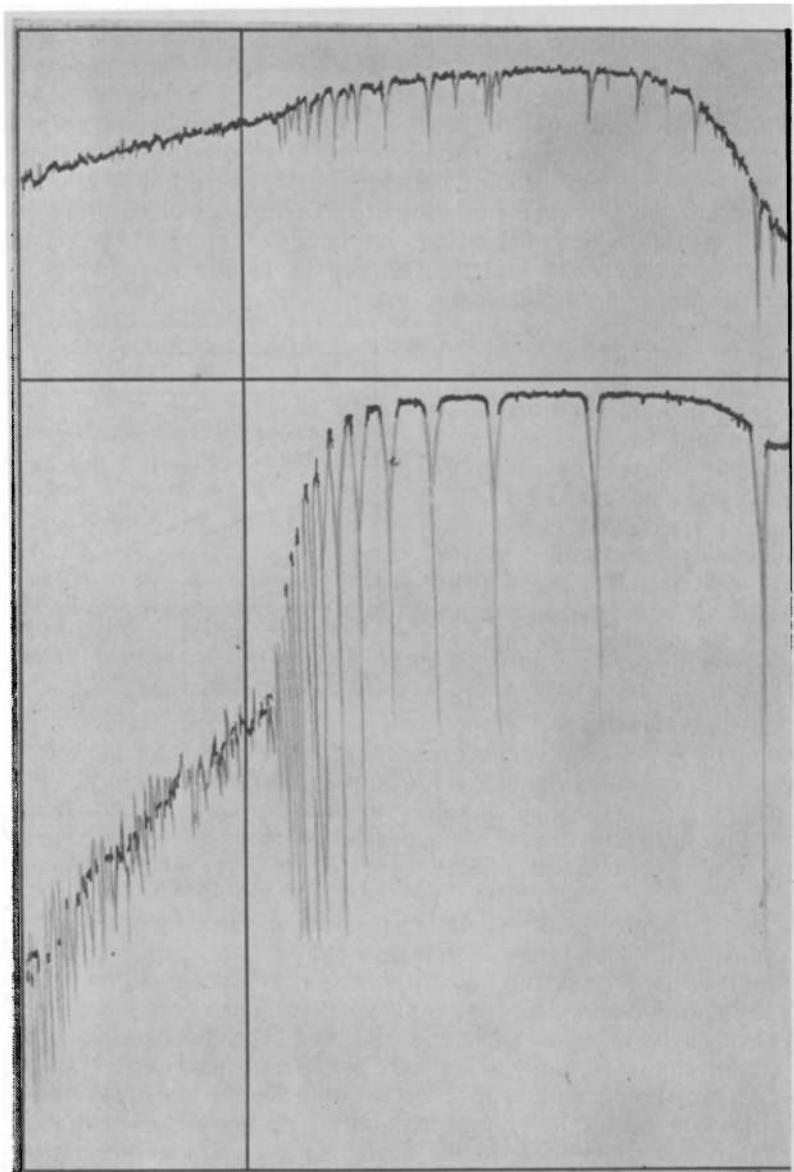


Рис. 65. Регистрограммы спектра  $\epsilon$  Ориона (B0 Ia) сверху и у Близнецов (A0 V) внизу. Вертикальная линия показывает место границы серии Бальмера  $\lambda_0$ . У горячего сверхгиганта  $\epsilon$  Ori нет никакого признака бальмеровского скачка; у карлика у Сет он очень велик, а депрессия из-за сгущения бальмеровских линий начинается задолго до  $\lambda_0$ . Падение регистрирующей кривой слева от  $\lambda_0$  вызвано падением прозрачности оптики и атмосферы для коротких длин волн. В спектре  $\epsilon$  Ori это падение преодолевается быстрым ростом интенсивности в сторону коротковолнового участка спектра

бальмеровской серии 3646 Å. Описанное явление называется *фотоэлектрическим поглощением*. Оно возникает за границей каждой серии линий. Далее коэффициент поглощения убывает пропорционально  $\nu^{-3}$ , а интенсивность в спектре возрастает (см. КПА, рис. 199).

Детальное обследование этого участка спектра позволяет вывести величину  $D$  эмпирического бальмеровского скачка у  $\lambda 3700$  Å и длину волны  $\lambda_1$ , на которой падение интенсивности достигает половины  $D$ . Нужно сказать, что обе характеристики  $\lambda_1$  и  $D$ , хотя и определяются довольно точно, зависят от применяемой аппаратуры.

У сверхгигантов А и В, имеющих очень тонкие линии водорода, параметр  $\lambda_1$  особенно приближается к значению 3700 Å и тем самым к теоретической границе бальмеровской серии. У таких звезд можно проследить бальмеровские линии до очень высоких значений главного квантового числа  $n$  [см. формулу (8.1)]. Номер последней различимой линии  $n^*$  хорошо определяет электронное давление  $p_e$  в атмосфере звезды, как это показывает формула Инглиса — Теллера:

$$\lg p_e = 7,40 - 7,5 \lg n^* + \lg T, \quad (8.4)$$

или, если перейти к числу ионов  $n_i$  в  $1 \text{ см}^3$ ,

$$\lg n_i = 23,26 - 7,5 \lg n^*. \quad (8.5)$$

В некоторых отношениях йеркская и французская классификации дополняют друг друга, в частности, первая зависит от химического состава звезды, а вторая не зависит.

## § 9. МОДЕЛИ ЗВЕЗДНЫХ АТМОСФЕР. ХИМИЧЕСКИЙ СОСТАВ ЗВЕЗД

### МОДЕЛИ ЗВЕЗДНЫХ АТМОСФЕР. СРЕДНИЙ ХИМИЧЕСКИЙ СОСТАВ АТМОСФЕР ЗВЕЗД

Изучение интенсивности и профилей спектральных линий позволяет построить модель звездной атмосферы того или иного класса, а также определить количественный химический состав звезд вообще и отдельных звезд, уклоняющихся от нормы.

При этом очень существенно иметь правильное представление о коэффициенте непрерывного поглощения, который определяет геометрическую глубину звездной фотосферы. Слои звездной атмосферы, в которых образуется спектральная линия, не могут быть на большой глубине. Но если фотосфера залегает неглубоко, то не могут быть очень сильными спектральные линии, кроме резонансных, ибо образующие их слои маломощны.

Как мы видели в главе I, в атмосфере Солнца главным источником поглощения являются отрицательные водородные ионы — в инфракрасной и визуальной областях, тогда как в крайней ультрафиолетовой области ( $\lambda < 2400$  Å) — металлы. То же можно сказать о звездах

классов F, K, M, но у последних мощное поглощение создают молекулы, а также рэлеевское рассеяние на молекулах  $H_2$  и при недостаточности водорода — на молекулах  $C_3$  и  $N_2$ .

С повышением температуры, по мере роста ионизации водорода, очень сильно возрастает способность нейтральных атомов водорода к фотоэлектрическому непрерывному поглощению, так что при  $T = 10\,000$  К поглощение нейтральными атомами H и ионами  $H^+$  уравнивается. По более высокой температуре поглощение атомами H преобладает, но растет и их ионизация, а у самых горячих звезд присоединяется фотоэлектрическое поглощение HeI. Кроме того, когда ионизация водорода приближается к полной (в области 10—12 тыс. кельвинов) и число электронов резко возрастает, включается еще один механизм: рассеяние света свободными электронами — явление, с которым мы уже встречались при рассмотрении причин свечения короны (§ 5). У звезд B0 и горячее этот источник поглощения становится весьма заметным. Он не зависит от длины волны, в противоположность всем другим, рассмотренным ранее.

Таким образом, у звезды класса A0, благодаря большой непрозрачности атмосферы, количество атомов вещества, лежащих «над фотосферой», значительно (по крайней мере на порядок) меньше, чем у Солнца. По той же причине, как показывает рис. 58, при переходе от атмосферы звезды с  $T = 5000$  К к атмосфере звезды с  $T = 10\,000$  К количество атомов, способных к поглощению линии Fe II  $\lambda\,4924$ , несколько не возрастает, хотя во втором случае почти все атомы железа перешли в ионизованное состояние, а в первом ионизация только началась.

Как уже было сказано выше, наблюдаемые спектры звезд и потребность согласования ионизационной температуры с эффективной приводят к необходимости принятия определенного химического состава, справедливого для большинства звезд. Этот же состав определит также абсолютные значения коэффициента поглощения и после этого — модель атмосферы.

Средний химический состав звезд оказывается очень близким к химическому составу нашего Солнца, который мы приводили в § 3. Собственно, для модели звезды весьма важно соотношение водорода, гелия и металлов: первые два очень обильны, последние же легче всего ионизируются. Так, атомы C, N, O несравненно более многочисленны по сравнению с атомами металлов, но их потенциал первой ионизации приблизительно такой же, как и у водорода, неизмеримо более обильного. Впрочем, и содержание He важно только при весьма высокой температуре. Таким образом, решающим оказывается отношение  $A = (\text{число атомов водорода}) : (\text{число атомов металлов})$ . В таблице 9 дается модель звезд трех типов при  $\lg A = 4,13$  (т. е.  $A = 13\,500$ ).

В таблице 9 предполагается, что возникновение спектральных линий начинается в фотосфере на глубине  $\tau = 0,40$  (в фиолетовой части непрерывного спектра). Приведены значения  $\lg m$  ( $m$  в  $г/см^3$ ) именно

Таблица 9

Газовое ( $p_g$ ) и электронное ( $p_e$ ) давление и масса ( $m$ ) газа ( $\text{г/см}^2$ ) над фотосферой ( $\lg A = 4,13$ )

T, K	Главная последовательность			Гиганты			Сверхгиганты		
	$\lg p_g$	$\lg p_e$	$\lg m$	$\lg p_g$	$\lg p_e$	$\lg m$	$\lg p_g$	$\lg p_e$	$\lg m$
25 200	+3,24	+2,92	-0,70	—	—	—	—	—	—
20 160	+3,18	+2,87	-0,76	—	—	—	—	—	—
16 800	+3,12	+2,80	-0,85	—	—	—	—	—	—
14 400	+3,04	+2,70	-0,96	—	—	—	—	—	—
12 600	+2,95	+2,62	-0,99	—	—	—	—	—	—
10 080	+2,95	+2,50	-1,00	—	—	—	+1,92	+1,57	-0,45
8 400	+3,54	+2,36	-0,61	—	—	—	+1,98	+1,40	-0,20
7 200	+4,10	+1,89	-0,12	—	—	—	+2,46	+1,19	+0,48
6 300	+4,68	+1,37	+0,26	+3,90	+1,12	+0,52	+2,95	+0,55	+1,00
5 600	+4,86	+0,89	+0,48	+4,00	+0,41	+0,95	+3,14	0,00	+1,40
5 040	+4,96	+0,64	+0,55	+4,00	-0,19	+1,25	+3,15	-0,70	+1,78
4 580	+5,04	+0,45	+0,56	+3,95	-0,41	+1,43	+3,17	-1,00	+1,90
4 200	+5,16	+0,28	+0,59	+3,80	-0,70	+1,57	+3,10	-1,22	+1,96
3 880	+5,26	+0,07	+0,60	+3,66	-1,01	+1,70	+2,93	-1,58	+2,08
3 600	+5,32	-0,09	+0,60	+3,50	-1,35	+1,82	+2,78	-1,90	+2,22
3 360	+5,35	-0,21	+0,60	+3,30	-1,73	+1,96	+2,64	-2,22	+2,32
3 150	+5,41	-0,31	+0,60	+3,12	-2,11	+2,08	+2,52	-2,52	+2,40
2 800	+5,60	-0,73	+0,67	+2,87	-2,60	+2,28	+2,32	-3,01	+2,58
2 520	+5,84	-1,04	+0,75	+2,52	-3,10	+2,45	+2,00	-3,44	+2,70

над этим уровнем. Сравнивая значения  $\lg m$  в трех колонках — для карликов, гигантов и сверхгигантов, легко убедиться, что наибольшей непрозрачностью (на грамм вещества) отличается атмосфера карлика. С другой стороны, убывание  $\lg m$  с ростом температуры говорит о росте непрозрачности, которая достигает максимума в области температуры 10—15 тыс. кельвинов.

Само по себе количество вещества «над фотосферой» удивительно невелико, особенно у карликов. Такая мощная пара линий, как резонансный дублет  $\text{NaD}_1$  и  $\text{D}_2$ , в спектре Солнца вызывается присутствием в солнечной атмосфере всего лишь 0,08 мг атомов натрия в столбе сечением в  $1 \text{ см}^2$ , из которых лишь 0,001 доля нейтральна и, следовательно, может участвовать в образовании линий.

Что касается геометрической толщины атмосферы звезды, то для ее вычисления нужно сочетать два уже встречавшихся нам дифференциальных соотношения:

уравнение гидростатического равновесия

$$dp = -g\rho dh \quad (9.1)$$

и определение оптической толщины

$$d\tau = -\kappa\rho dh, \quad (9.2)$$

из которых получается

$$\frac{dp}{d\tau} = \frac{g}{\kappa}. \quad (9.3)$$

С другой стороны, в простейшем случае связь между гидростатическим давлением и линейными глубинами в атмосфере определяется барометрическим уравнением (4.3):

$$p = p_0 e^{-\frac{\mu g}{RT} h} \quad (9.4)$$

Из совокупности этих формул численными методами на основании связей  $p$  и  $T$ , выводимых из условий ионизации, определяются связи между  $\tau$  и  $h$  в сильной зависимости от принятого значения  $g$ , что вместе с принимавшимися при решении значениями  $p$  и  $T$  определит модель звезды.

У весьма горячих звезд давление, входящее в уравнение (9.4), должно в себя включать, кроме газового  $p_g$ , давление излучения  $p_R$ :

$$p = p_g + p_R \quad (9.5)$$

Давление излучения равно одной трети плотности излучения  $u$  [см. примечание к формуле (15.26)]:

$$p_R = \frac{1}{3} u = \frac{1}{3} a T^4, \quad (9.6)$$

где  $a = 4\sigma/c = 7,565 \cdot 10^{-15}$  эрг/см<sup>2</sup>·К<sup>4</sup>), если  $\sigma$  — постоянная Стефана — Больцмана (КПА 393).

В атмосфере Солнца при  $T_e = 5785$  К давление  $p_R \approx 3$  дин/см<sup>2</sup>, а давление газа  $p_g \approx 8 \cdot 10^4$  дин/см<sup>2</sup>. Между тем в атмосферах сверхгигантов, где  $p_g$  мало, или в атмосферах горячих звезд  $p_R$  может занять преобладающее место. Так, при  $T = 8000$  К  $g = 10$  см/с<sup>2</sup> (сверхгигант) и  $\tau = 0,01$   $\lg p_g = -0,14$ , а  $\lg p_R = 1,02$ , а при  $T = 25\,000$  К  $\lg p_g$  для разных типов звезд меняется от  $-0,3$  до  $+3,3$ , тогда как  $\lg p_R = 3,02$ .

В расчетах можно приближенно принимать значения  $g$  см/с<sup>2</sup> по классу светимости, а именно для класса I  $\lg g = 1$ , для класса III  $\lg g = 3$ , для класса V  $\lg g = 5$  и для белых карликов  $\lg g = 8$ .

Для моделей гигантов и сверхгигантов специфической трудностью оказывается то обстоятельство, что в их атмосферах существует какой-то механизм, поддерживающий атмосферу так, что высота однородной атмосферы [формула (4.4)] оказывается гораздо больше, чем следует из значения ускорения силы тяжести  $g = GM/R^2$  по закону тяготения. Спектр сверхгиганта нередко указывает на эффективное значение  $g$ ,

Таблица 10

Модель атмосферы горячего сверхгиганта (B1, Ib)  $\xi$  Персея.

$p_g$  и  $p_e$  даны в дин/см<sup>2</sup>; нуль-пункт высоты выбран произвольно.

Для этой звезды принято  $\lg g = 3,6$ ;  $T_e = 27\,000$  К

$\tau$	$T, K$	$p_g$	$p_e$	$h, km$	$\tau$	$T, K$	$p_g$	$p_e$	$h, km$
0,0017	15 700	8,5	4,2	-32 660	0,2130	23 200	1,060	530	+8 540
0,0035	16 200	18,7	9,4	-24 760	0,500	26 000	2 228	1114	+15 010
0,0074	16 700	42,1	21,0	-17 360	1,187	30 000	4 520	2260	+22 120
0,0168	17 700	95,5	47,7	-10 560	2,928	35 600	8 807	4433	+30 440
0,0391	19 300	217	108,5	-4 030	5,12	39 900	12 810	6405	+36 260
0,0914	21 100	486	243	+2 320					

которое в 10—100 раз меньше ньютоновского. О том же говорят прямые наблюдения протяженности атмосфер при их затмениях (глава IV). Давление излучения здесь явно недостаточно, так как оно в лучшем случае может уменьшить  $g$  лишь в немного раз. Для примера в таблице 10 показана модель горячего сверхгиганта  $\zeta$  Per (B1 Ib). Малое значение силы тяжести и высокая температура делают атмосферу этой звезды неизмеримо более протяженной, чем например, атмосферу карлика, такого же, как Солнце (ср. таблицу 2).

### УКЛОНЕНИЯ ХИМИЧЕСКОГО СОСТАВА ЗВЕЗД ОТ СРЕДНЕГО

Все сказанное выше относилось к звезде с нормальным химическим составом, приблизительно таким, как у Солнца, между тем в атмосферах звезд встречаются вариации химического состава, иногда настолько значительные, что для них вводятся специальные спектральные подразделения, а в других указывается на отклонения от нормы, установленной для данного спектрального класса.

Начнем с так называемых *металлических звезд*. Если их классифицировать по линии K CaII, которая обычно хорошо служит при классификации звезд класса A, то они будут отнесены к классу A: 63 Tau — A1, Мицар B — A2;  $\zeta$  Lyr A — A3;  $\tau$  UMa — A3; линии же всех других металлов настолько сильны, что по ним те же звезды классифицируются либо классом F (от F до F6), либо более поздними подразделениями A: A5 — A7. При этом металлические линии иногда очень тонки, так что можно было бы предполагать, что это — звезды-сверхгиганты. Последнее находится в полном противоречии с большой шириной крыльев линий водорода и с малыми светимостями звезд, вытекающими из их больших параллаксов или собственных движений. Если применять к этим звездам обычные модели, то получается, как будто, что в них имеется повышенное сравнительно с Солнцем содержание водорода и пониженное содержание Ca и Sc, при избыточном Cr, Mn, Fe и Ni. Впрочем, различия не так уж велики; скорее следует думать, что «металлические звезды» построены по иной модели, нежели обычные звездные карлики, и в частности, обладают протяженными атмосферами. Их другая особенность — почти все они являются компонентами двойных звезд. Принято звезды с металлическими линиями обозначать Am.

Удобна для запоминания такая схема классификации металлических звезд:

Сп. класс (линия K CaII, ScII) < сп. класс (линии H) <  
< сп. класс (линии металлов).

Знак < обозначает более ранний спектральный класс.

Особенно интересна группа *гелиевых звезд* с очень слабыми водородными линиями или полным их отсутствием. Таких звезд известно сейчас около 40. Они принадлежат к классу B, частично характери-



зуются как горячие субкарлики класса О (см. дальше с. 141). Термин «гелиевые» следует в данном случае понимать как указание на значительное преобладание в атмосфере звезды гелия по сравнению с водородом.

Особенно заметны эффекты водородной недостаточности у звезд HD 124448, BD+10°2179, HD 168476, в которых отношение числа атомов  $n_{\text{H}} : n_{\text{He}} < 1 : 2000$ . Наряду с этим отмечается явно преувеличенное содержание углерода и азота и недостаток кислорода. Это крайние случаи; такого рода звезд известно восемь. Несколько более многочисленны (16) «промежуточные гелиевые», у которых  $n_{\text{H}} : n_{\text{He}} \sim 1 : 20$ , хотя встречаются и соотношения  $1 : 1$ . К этой группе относится яркая звезда  $\sigma$  Ori E. Наконец, и у горячих субкарликов встречается такое же соотношение гелия и водорода. Поскольку эти звезды очень горячие, отсутствие водородных линий в их спектрах, или очень малая их интенсивность, конечно, не удивляет, но все же полученное из анализа фраунгоферовых линий приблизительное равенство числа атомов H и He совершенно ненормально, потому что у подавляющего большинства звезд, в том числе и у Солнца,  $n_{\text{H}} : n_{\text{He}} \approx 10$ .

Атмосферы гелиевых звезд сильно отличаются от нормальных звездных атмосфер. Они очень прозрачны, так как атомы и ионы гелия плохо поглощают свет. Упомянутые выше звезды — одиночные. Недостаток водорода встречается и у других звезд, но это — тесные двойные звезды ( $\beta$  Lyr,  $\upsilon$  Sgr), у которых есть свои эволюционные пути (см. главу IV), а у одиночных — свои. Конечно, можно допустить, что гелиевые звезды рождались в среде, обогащенной гелием, но правильнее будет искать в развитии звезды такие этапы, при которых в ее атмосфере может действительно создаваться недостаток водорода. Эта тема рассматривается в главе IV в связи с теорией внутреннего строения звезд. Но здесь можно назвать один механизм, который в определенных случаях может быть эффективным, действуя только у поверхности звезды. Этот механизм — звездный ветер, аналогичный солнечному ветру (см. § 7). Из верхней атмосферы звезды или ее короны атомы испаряются тем легче, чем меньше их массы. Очевидно, водород будет покидать звезду относительно гораздо быстрее, чем гелий, и если со звездным ветром звезду покидает в год  $10^{-11}$ — $10^{-10}$  массы Солнца (а у звезд-гигантов бывает много больше), то за  $10^9$ — $10^8$  лет гелий в ее атмосфере станет преобладающим газом.

В противоположность звездам, богатым гелием, существует группа горячих звезд, бедных гелием, которые обозначаются Вр (р — *resuliac*, особенный). Недостаточность гелия у них не столь велика; в 2,5—13 раз меньше против нормы, но кроме этой особенности в их спектрах наблюдаются усиленные линии кремния SiII или фосфора PI иногда в сопровождении линий криптона Kr и(или) галлия Ga, или, наконец, линий группы титана TiII, железа FeI, FeII, FeIII и стронция SrII.

Более широк класс звезд Ар, несколько более холодных, среди которых намечаются три группы: 1) с преобладанием линий стронция

Sr — хрома Cr — европия Eu (холодные или поздние Ar-звезды); 2) кремниевые Si-звезды; 3) марганцевые Mn-звезды.

Большее развитие линий того или иного из названных элементов свидетельствует об избытке его атомов в 10 раз, хотя количество атомов другого элемента может быть во столько же раз меньше. Однако не следует придавать большое значение количественным оценкам, так как они не могут претендовать на особую точность. Дело в том, что почти все они получены с помощью теоретического анализа, основанного на гипотезе местного термодинамического равновесия (МТР), которая далеко не всегда оправдывается, особенно у горячих звезд. Между тем гипотеза МТР может привести к ошибке в 5—10 раз. Правда, при сравнении со звездами той же эффективной температуры и того же значения ускорения силы тяжести эту ошибку можно избежать или смягчить. Но когда аномалия выражается превосходством или недостаточностью в 20 и более раз, не остается сомнений в ее достоверности. Накопление спектральных линий группы железа или редких земель в далекой ультрафиолетовой области спектра повышает непрозрачность фотосферы на один-два порядка, да и непрозрачность в непрерывном спектре тоже изменяется, в результате чего звезда излучает в этой области так, как будто ее температура на 2—3 тыс. кельвинов ниже, чем по измерениям в видимой области спектра. Понятно, что и строение атмосферы будет иным, чем у нормальной звезды.

Вот два примера особенно резких спектральных аномалий, выявляющихся при обследовании спектров, полученных при высоких дисперсиях. У марганцевой звезды 53 Тау Mn представлен богаче всех металлов (излишек по сравнению с нормальными звездами в 60 раз), но особенно превышает норму Ga. У HD 101065 необычайно богато представлен гольмий (Ho) и другие редкоземельные элементы (звезда сравнительно холодная,  $T_e \approx 6000$  K). Звезда 73 Дракона (сп. класс Ar) отличается присутствием сильных линий Cr, Eu, Sr и вообще усилением линий элементов группы железа (Fe, Co, Ni). Интереснее же всего наличие линий столь тяжелых элементов, как Os ( $z=76$ ), Pt ( $z=78$ ), Au ( $z=79$ ) и даже U ( $z=92$ ). Известны «бариевые» звезды (Ba,  $z=56$ ).

В спектре 73 Дра наблюдаются признаки низкотемпературных процессов, связанных с поглощением молекул циана и гидроксидов. Если отвлечься от более глубоких причин, ведущих начало от возникновения звезд и их эволюции (см. § 20), то спектр 73 Дра можно описать с помощью модели, в которой на поверхности звезды есть огромное *горячее* пятно. У одиночной звезды оно вряд ли может существовать, но если у звезды есть очень горячий спутник, дающий рентгеновское излучение (см. § 25), то поток этого излучения на более холодной звезде может давать именно такое пятно.

Мы уже упоминали, что кроме избыточного содержания тех же или других элементов в спектрах других звезд может наблюдаться их недостаточность, которую невозможно оспаривать. Так, недостаточ-

ность железа в той или иной звездной атмосфере сопровождается такой же недостаточностью скандия в широких пределах от нуля до трех порядков.

Сравнительно богатую группу составляют так называемые *углеродные звезды* классов R и N (и их иногда объединяют под названием *С-звезды*). По количественному преобладанию среди холодных звезд нормальными считаются звезды класса M, тем более, что их свойства являются как бы естественным продолжением свойств звезд G- и K-классов. Для звезд M типичным является развитие полос поглощения TiO, в то время как атомные линии почти не испытывали изменений со звездами класса K. Гораздо менее многочисленные С-звезды имеют отличительной особенностью своих спектров полосы молекул  $C_2$ , CN и CN. Главным источником поглощения в этих звездах остается ион  $H^-$ , но, кроме того, большую роль играет поглощение упомянутыми молекулами, а также в особенности молекулами воды  $H_2O$ . То, что мы обычно наблюдаем в спектрах этих звезд в интервале от 0,8 до 0,4 мкм, охватывает лишь малую часть излучения столь холодных звезд, в основном длинноволнового. Поэтому построение моделей таких звезд очень затруднено.

Изобилие углерода у холодных звезд нередко сопровождается недостаточностью водорода, то же самое мы видели раньше и у горячих звезд с избытком гелия.

Другой особенностью холодных звезд, как углеродных, так и класса S, является наличие в их спектрах линий технеция (Tc). Этот элемент имеет много изотопов с атомными весами от 92 до 107. Но все изотопы имеют очень короткий период существования, кроме двух с периодами полураспада 210 000 лет ( $^{99}Tc$ ) и 2 600 000 лет ( $^{97}Tc$ ). На Земле в природных условиях Tc не встречается и известен только в ядерных лабораториях. В звездных спектрах его линии обнаружены у 21 звезды, причем у звезд с Tc всегда присутствует с повышенным содержанием стронций, но нередко усиленные линии Sr не сопровождаются присутствием Tc.

В жизни звезды 2,6 млн лет — время полураспада  $^{97}Tc$  — очень короткое, и если этот элемент есть в атмосфере звезды, то это означает, что звезда либо молодая, либо продукты ядерных процессов, происходящих в ее недрах, каким-то путем выносятся наружу.

Если в атмосфере звезды кислород обилен, как, например, у Солнца, то углерод связывается с ним в молекулу CO и титан — в TiO. Весьма обильно должны быть представлены молекулы OH и  $H_2O$ , вследствие обилия обеих составляющих H и O. Если же более обилен углерод, то кислород расходуется на образование CO, а весь остальной углерод преобладает в атмосфере звезды в форме  $C_2$ , CN и CN, что и составляет особенность С-звезд. Однако, как показывает теория, разница в количественном содержании углерода в богатых кислородом и богатых углеродом атмосферах звезд невелика, не более 6—7 раз. Полосы ZrO в спектрах S, конечно, говорят об относительно богатом содержании циркония и элементов второго длинного периода в периодической системе. Вместе с тем в весьма холодных звездах соотношение числа молекул ZrO и TiO очень сильно зависит от содержания углерода. В спектре Солнца имеются полосы ZrO, но их интенсив-

ность слаба. Заслуживает быть отмеченным тот факт, что среди С-звезд карлики не встречаются, тогда как в классах К и М карлики очень многочисленны.

Сходный пример разного содержания углерода и азота мы находим у противоположного конца спектральной последовательности, среди горячих звезд класса О с эмиссионными линиями и полосами — у так называемых *звезд Вольфа — Райе*, среди которых различают *углеродную* и *азотную последовательности* WC и WN. У первых, наряду с линиями H, HeI и HeII, встречаются линии CII, CIII и CIV, а также OII—OVI в эмиссии, тогда как у вторых линии O и C отсутствуют и выделяются эмиссионные линии NII—NV. Мы рассмотрим эти звезды в главе V, так же как и другие звезды с эмиссионными линиями (Be, Ae, Me и т. п.).

Описанная у холодных и горячих звезд изменчивость содержания углерода с большим трудом улавливается у звезд промежуточных, так как сильные линии атомарного углерода находятся в далекой ультрафиолетовой области. Однако и среди таких звезд намечается возможность дифференцирования их по появлению или отсутствию небольшой депрессии непрерывного спектра в области длин волн около 4700 Å и больших, которая вызвана, по-видимому, скоплением депрессий в непрерывном спектре углерода. В некотором смысле рекордным отклонением от обычного спектрального состава можно рассматривать атмосферу звезды 3 Cep A (B5), где резко преобладают атомы изотопа  $^3\text{He}$  над атомами  $^4\text{He}$ . Отношение  $^3\text{He} : ^4\text{He}$  равно 5 : 1. Содержание фосфора (P) в 100 раз выше нормы, галлия (Ga) в 8000 и криптона (Kr) в 1300 раз, а He и O раз в шесть ниже нормы. У другой звезды,  $\rho$  Leo (cB1), также найдено аномально высокое отношение  $^3\text{He} : ^4\text{He} = 1,5 \pm 0,2$ . Такая же аномалия наблюдается у звезды  $\iota$  Ori B. «Марганцевая» звезда  $\iota$  Сев. Короны (CrB) с 20-кратным избытком Mn и Sr при высоком разрешении показывает в спектре тесный набор линий, принадлежащих изотопам ртути Hg, соотношение интенсивностей которых позволяет установить, что изотопный состав этой звезды сильно не похож на состав его на Земле (на Солнце ртуть не обнаруживается).

## СПЕКТРЫ БЕЛЫХ КАРЛИКОВ

Совершенно особыми спектральными свойствами обладают *белые карлики*. Так называются звезды спектральных классов В — А — F, т. е. относительно горячие, но имеющие абсолютную звездную величину на 8—10 величин слабее, чем нормальные звезды тех же классов. Последнее обстоятельство свидетельствует о малых размерах звезд. Действительно, при той же температуре звезда может обладать светимостью, в 1500—10 000 раз меньшей, лишь в случае, если ее поверхность во столько же раз меньше, т. е. радиус меньше в 40—100 раз [см. КПА, формулу (24.12) и след.]. При малой светимости белые карлики обнаруживаются лишь в результате специальных поисков, на самом же деле они могут быть весьма многочисленны. Естественно,

что, обладая звездными массами (см. дальше) и планетными размерами, белые карлики имеют очень высокое значение ускорения силы тяжести на поверхности, что приводит к огромному градиенту плотности в атмосфере [малое значение  $H$  по формуле (4.4)] и к ничтожной протяженности атмосферы и фотосферы (несколько десятков метров).

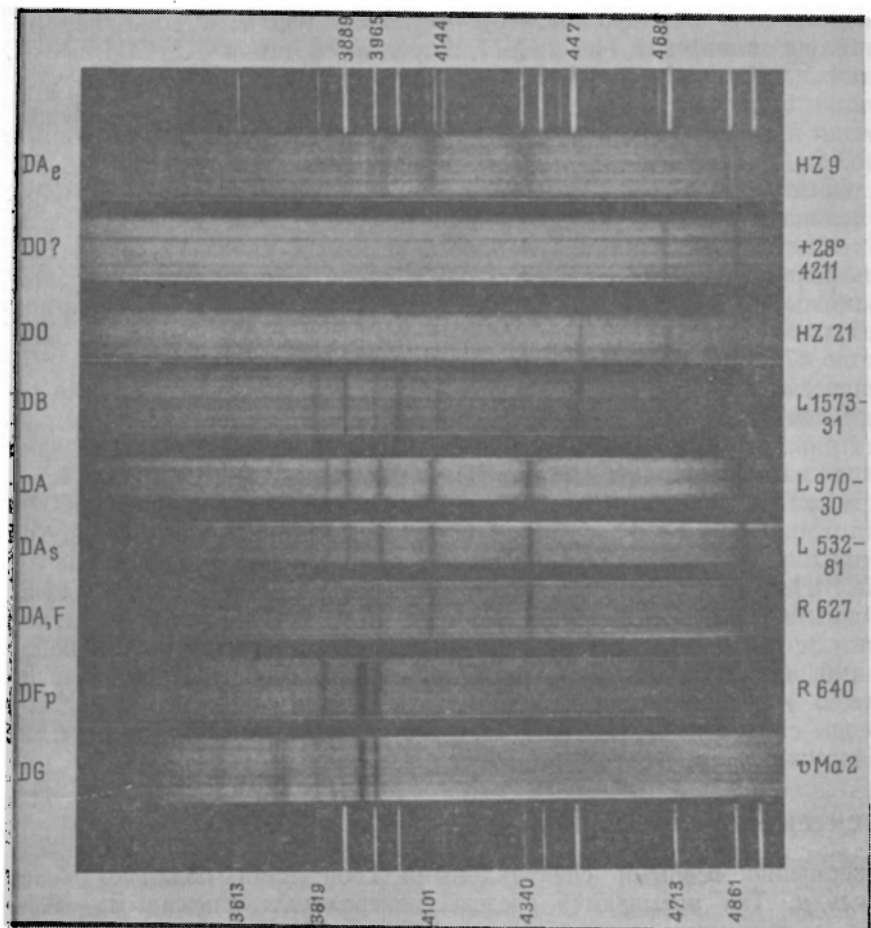


Рис. 66. Спектры белых карликов (Паломарский 5-метровый рефлектор). Справа названия звезд, слева — их спектральные классы по Гринстейну

Описание спектров белых карликов в гарвардской спектральной классификации можно принимать лишь как очень грубое (рис. 66). В лучшем случае оно может характеризовать лишь распределение энергии в непрерывном спектре. Но для такой цели более удобны цветовые характеристики, например, показатель цвета ( $B - V$ ), который

у белых карликов изменяется в довольно широких пределах — от  $-0,2^m$  до  $+0,6^m$ , что указывает на изменчивость температуры от 15 000 до 6000 К. При этом показатель цвета ( $U - B$ ) имеет тенденцию сдвига к более отрицательным значениям, что говорит либо об избытке ультрафиолетового излучения, либо о более высоких температурах (до 22 000 К). При одном и том же цвете встречаются звезды с нормальным содержанием H, с повышенным содержанием He и с непрерывным спектром без линий, что скорее всего указывает на бедность водородом.

У Сириуса В из очень тщательных спектрофотометрических измерений найдено  $T=32\,000$  К, а из последующих модельных расчетов получены ускорение силы тяжести  $g=4,5 \cdot 10^8$  см/с<sup>2</sup> и радиус  $R=5400$  км (0,85 радиуса Земли).

### ЗВЕЗДЫ ПОНИЖЕННОЙ СВИМОСТИ

Среди звезд, находящихся на диаграмме Г — Р поблизости от Солнца, есть немало таких, которые на диаграмме (рис. 64) располагаются ниже последовательности V, параллельно ей (см. диаграмму на рис. 73), а в левой части, в области горячих звезд, значительно ниже ее, заполняя все поле вплоть до белых карликов, которые

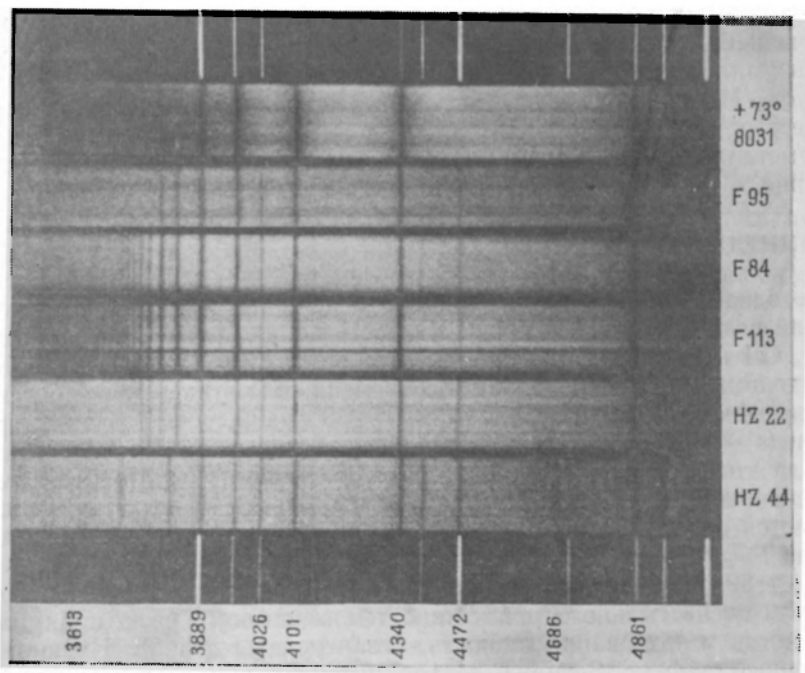


Рис. 67. Спектры слабых голубых звезд. Сверху для сравнения показан спектр белого карлика BD+73°8031 класса DA, у которого большая ширина водородных линий контрастирует с более узкими линиями остальных спектров

размещаются ниже нижней границы диаграммы рис. 64. Эти звезды получили название *субкарликов* (sd — subdwarfs) или (менее употребительно) звезд класса светимости VI, а промежуточная группа получила название *горячих субкарликов*. Последние обозначаются sdB и sdO и обладают многими линиями. Температура их очень высока (до 35 000 K). К ним примыкают звезды — ядра планетарных туманностей (см. главу VI), у которых наблюдаются линии HeII, CIV, OV и даже OVI (потенциал возбуждения 79 эВ). Несколько более абсолютно яркие, так называемые слабые голубые звезды подходят снизу вплотную к линии класса светимости V у спектров O, B и A, но имеют много особенностей, в частности, неожиданно резкие и сильные линии балмеровской серии и очень слабые линии CaII или HeI и полное отсутствие линии MgII в спектрах A0p и B9p. Занимая по светимости положение между нормальными и белыми карликами, они имеют тонкие линии, указывающие на наличие протяженной атмосферы или оболочки разреженных газов (рис. 67).

Эта особенность — слабость металлических линий — характерна и для остальных субкарликов, не принадлежащих к горячим звездам: sdF, sdG до sdK. При первом взгляде на их спектры кажется, что это звезды класса A, но затем многочисленность весьма тонких и неглубоких линий металлов заставляет классифицировать их как F или G. По этой же причине их излучение обладает избыточно отрицательным значением показателя цвета ( $U - B$ ); обычное сгущение фраунгоферовых линий металлов в ультрафиолетовой части спектра здесь отсутствует. Источником всех этих аномалий служит недостаточное количество металлов сравнительно с водородом: отношение водород/металлы в 3—100 раз больше, чем у нормальных звезд типа Солнца.

## МАГНИТНЫЕ ПЕРЕМЕННЫЕ ЗВЕЗДЫ

Еще одна группа A-звезд отличается наличием в спектре сильных линий редких земель — YII, GdII, EuII и таких элементов, как MnII, SiII, CrI и CrII (см. описание спектра звезды 73 Дракона на с. 135), меняющихся по интенсивности во времени. Без этих деталей рассматриваемые звезды относили к sA — от sB8 до sF0, т. е. к звездам с резкими (s — sharp) линиями. Белопольский еще в 1913 г. заметил, что звезда этой группы,  $\alpha^2$  Гончих Псов ( $\alpha^2$  Canum Venaticorum) имеет переменный спектр, в котором интенсивность названных выше линий меняется периодически (с периодами у разных звезд от 5 до  $10^4$  и одна имеет  $P=226^d$ ). Бэбкок проанализировал спектры 338 звезд Ap и нашел у 89 звезд sA явные признаки переменного магнитного поля, притом очень сильного и вместе с тем меняющего свою полярность (а иногда только напряженность, без перемены знака). Именно переменный эффект Зеемана делает интенсивность некоторых линий сильно переменной. Резкость линий облегчает наблюдения эффекта Зеемана в спектрах звезд; кроме упомянутых 89, еще у 66 звезд на-

блюдается указание на эффект Зеемана, но линии уже недостаточно тонки для поляризационного анализа.

Магнитные поля у таких звезд огромны. У HD 215441 поле в максимуме достигает 34 000 Гс (рис. 68), а в минимуме — 12 000 Гс. Здесь колебания неправильны. У 53 Cam магнитное поле правильно изменяется с периодом 8 дней от —5390 до +3750 Гс; классическая  $\alpha^2$  CVn имеет изменения от —1400 до +1600 Гс с периодом  $5\frac{1}{2}$  дней. Это несколько больше средней для группы амплитуды — около 2000 Гс. Многие из таких *магнитно-переменных звезд* имеют изменения блеска в пределах нескольких сотых звездной величины, протекающие с тем же периодом, что и изменения магнитного поля.

У некоторых Ар-звезд наблюдаются лишь периодические (или неперiodические) изменения интенсивности чувствительных к магнитному полю линий, без ясной картины эффекта Зеемана. Всего магнитно-переменных звезд известно сейчас около ста. Их действительное число может быть много больше (единичные известные среди гигантов M и S). Причины огромных интегральных магнитных полей у звезд не ясны. Если считать, что они связаны с существованием магнитного диполя, ось которого не совпадает с осью вращения звезды, то механическое вращение звезд может приводить попеременно на обращенную к Земле сторону звезды то северный, то южный магнитный полюс и вызывать тем самым переменные магнитные эффекты.

Такая *гипотеза наклонного ротатора* за последние годы сильно укрепилась благодаря применению высокого спектрального разрешения в изучении магнитных звезд. В результате было обнаружено, что в спектрах этих звезд некоторые линии распадаются на несколько составляющих, которые нельзя рассматривать как результат зеемановского расщепления. Их относительное расположение в спектре периодически изменяется из-за доплеровского смещения, указывая на вращение звезды (скорости тем больше, чем меньше магнитный период). При этом интенсивность линий тоже периодически изменяется таким образом, что она достигает максимума, когда вращательная скорость (доплеровский сдвиг) равна нулю. В дополнение к модели магнитного ротатора рождается идея отдельного пятна или нескольких пятен на поверхности звезды. В них, более горячих или более

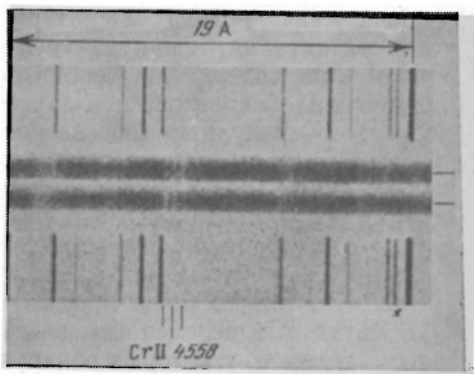


Рис. 68. Спектр звезды HD 215441. Эффект Зеемана в линии Cr II  $\lambda$  4558 Å. Два спектра а и б получены при попеременном включении правой и левой круговой поляризации. Компоненты  $\sigma$  разделены на 0,81 Å. При малой дисперсии компоненты выглядели бы расширенными — больше, когда напряженность поля достигает 34 000 Э, меньше, когда она достигает минимума (12 000 Э). Поле не чисто продольное (средняя компонента  $\pi$  видна)



холодных, условия ионизации и возбуждения иные, чем в среднем по звезде, и потому спектральные линии имеют переменную интенсивность, точнее — максимум интенсивности наступает, когда пятно проходит вблизи центра обращенного к Земле диска звезды. Каждая компонента линии соответствует своему пятну. При некоторых дополнительных предположениях можно построить модель расположения пятен на поверхности звезды, своего рода карту ее.

Описанная модель магнитной звезды — наклонного ротатора, усеянной пятнами, преимущественно горячими, является первым наброском. Еще совершенно непонятно, почему в одном пятне усилены линии одних элементов, а в другом пятне линии других элементов. Если это — результат повышенной концентрации, то непонятно, почему она столь избирательна; если это результат влияния магнитных полей, то каков механизм такого воздействия, разный в разных местах? И, наконец, как можно понять длительность существования пятен — по крайней мере в течение многих лет? Можно вспомнить тот же (неизвестный) механизм, что у 22-летнего цикла солнечной активности, только проявляющий себя в более устойчивой форме.

К магнитным переменным звездам можно отнести также несколько белых карликов, у которых обнаружена совершенно достоверная круговая поляризация в интегральном свете. Это явление было теоретически предсказано (Кемп, 1970) для непрерывного спектра теплового излучателя в сильном магнитном поле. Предсказание было тотчас подтверждено экспериментально у звезды Grw AC+70°8247 — белого карлика типа DC, а затем и у другого — G 195-19 того же типа. У первого круговая поляризация была определена 2—3 %, а у второго — более точно ( $0,3 \pm 0,06$ ) % с подозрением на переменность с длиной волны и во времени, что и получило полное подтверждение в более поздних измерениях. Более того, у G 195-19 была отмечена периодичность ( $P = 1,3309^d$ ), а у AC+70°8247 у  $\lambda$  4500 Å поляризация достигала 5 % и нуля — около  $\lambda$  3500 Å.

Периодичность изменений круговой поляризации лучше всего укладывается в модель вращающегося магнитного диполя. Величина поляризации указывает на поля порядка  $10^6$ — $10^7$  Гс!

## ВЛИЯНИЕ ВРАЩЕНИЯ ЗВЕЗДЫ НА ЕЕ СПЕКТР

В более общем случае вращение звезды как чисто кинематическое явление тоже может быть наблюдаемым.

Как видно из рис. 69, для земного наблюдателя разные места диска вращающейся звезды имеют различную скорость по лучу зрения. Одна половина диска удаляется, другая приближается. Средние части диска имеют малую лучевую скорость, но у боковых областей скорость эта может быть значительна, в зависимости от величины  $V_e \sin i$  — максимальной возможной лучевой составляющей на самом краю диска ( $V_e$  — скорость вращения на экваторе, а  $i$  — угол луча зрения с осью вращения звезды). Соответственно все излучение, идущее

щее от одной половины диска, смещено в фиолетовую сторону спектра, а от другой — в красную. Спектральная линия расширится, но при этом суммарное поглощение в ней не может возрасти, а потому линия

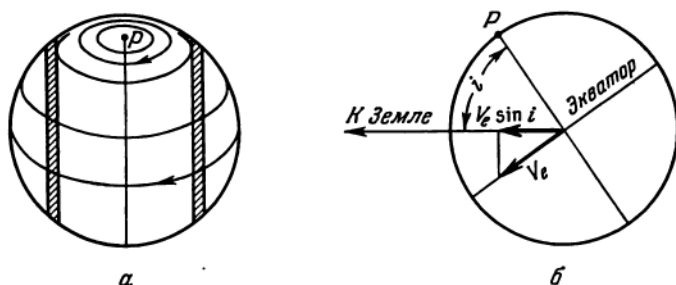


Рис. 69. К явлениям на вращающейся звезде: а) диск звезды, обращенный к земному наблюдателю;  $P$  — полюс вращения; б) та же звезда рассматривается «сбоку». Ось вращения наклонена к наблюдателю на угол  $i$ . Земной наблюдатель регистрирует только ту составляющую экваториальной вращательной скорости звезды  $V_e$ , которая направлена по лучу зрения, т. е.  $V_e \sin i$ . Это — наибольшее значение лучевой скорости, наблюдаемое на самом краю звездного диска. Легко убедиться, что в любых двух полосках диска, расположенных симметрично по отношению к оси вращения (они заштрихованы), лучевая составляющая скорости вращения одинакова

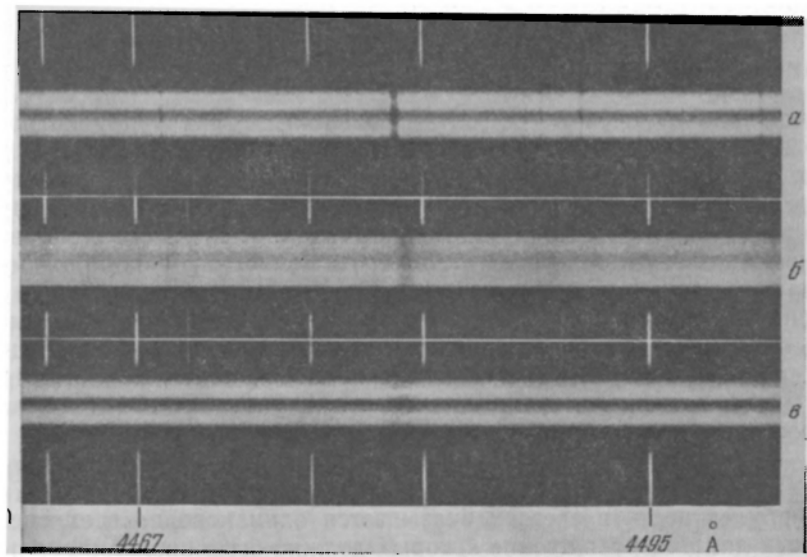


Рис. 70. Три спектра высокой дисперсии, показывающих разное осевое вращение звезд. Резкая в спектре а (g CrB) магниева линия  $MgII \lambda 4481$  имеет ширину около  $0,07 \text{ \AA}$ , в спектре б (g UMa) ее ширина  $0,8 \text{ \AA}$ , в спектре в (HD 140728) —  $2 \text{ \AA}$

станет и широкой, и неглубокой. Это должно относиться ко всем линиям спектра в одинаковой степени. Три спектра, показанных на рис. 70, хорошо иллюстрируют, в какой мере могут быть расширены

и потерять контраст с непрерывным спектром линии быстро вращающихся звезд. Такие спектры лучше наблюдать с малой дисперсией. Звезд с широкими размытыми линиями, указывающими на быстрое вращение, известно много (для обозначения размытости линий служит буква *p*, например A7*p* — спектр Альтаира), особенно среди звезд ранних спектральных классов В и А. Но если звезда класса В или А имеет резкие спектральные линии, то это еще не означает, что звезда не вращается или вращается медленно: мы наблюдаем не  $V_e$ , а  $V_e \sin i$ , так что при  $i=0$ , т. е. когда звезда наблюдается со стороны полюса, эффект вращения будет нулевым даже при очень быстром вращении звезды.

То обстоятельство, что магнитно-переменные звезды класса А имеют резкие линии, бросает намек на то, что мы видим эти звезды под малым углом наклона  $i$  оси вращения к лучу зрения. Среди наблюдаемых скоростей вращения ( $V_e \sin i$ ) звезд нередко значения больше 200 км/с, встречаются значения 400 км/с и еще больше (см. главу V). Вывод лучевых скоростей  $V_e \sin i$  из наблюдаемых профилей спектральных линий довольно сложен. Впервые он успешно был осуществлен в работах Г. А. Шайна и О. Струве (1929 г.). Малые скорости вращения ( $<30$  км/с) не поддаются определению по профилям линий.

### ЭФФЕКТ ТУРБУЛЕНТНОСТИ

Существенно отличен от эффекта вращения эффект турбулентности в звездных атмосферах. Мы встречались с турбулентностью в § 4, когда говорили о движениях в хромосфере. В некоторых спектрах звезд линии лишены крыльев и в то же время имеют значительную ширину. Если последнюю истолковывать как следствие теплового движения молекул, то придется допустить температуру порядка миллиона кельвинов [см. формулу (4.8)]. Чтобы освободиться от этого допущения, приходится считать, что наблюдаемая по ширине линии скорость  $\xi$  беспорядочного движения состоит из двух составляющих:  $\alpha$  — скорости микроскопического теплового движения частиц [по (2.21)] и  $v_t$  — скорости макроскопического турбулентного движения. В простейшем случае можно положить

$$\xi^2 = \alpha^2 + v_t^2. \quad (9.7)$$

Турбулентность в звездах сказывается одинаково на всех спектральных линиях, расширение которых должно быть пропорционально длине волны. Но действительная ширина линий будет все же варьировать в зависимости от молекулярной массы  $\mu$  химического элемента рассматриваемой линии, так как  $\alpha^2$  обратно пропорционально этой величине. При высокой температуре величина  $\alpha^2$  у линий легких элементов может стать сравнимой с величиной  $v_t^2$ , если последняя умеренна или мала, а у тяжелых — нет, что и дает возможность выделить  $v_t$  в тех случаях, когда линии в спектре сами по себе тонки, т. е. в

спектрах сверхгигантов. Кстати, динамические соображения не допускают быстрого вращения сверхгигантов (потеря устойчивости) и, следовательно, гипотеза турбулентности, как причины расширения линий в спектрах сверхгигантов, совершенно естественна. В очень протяженных атмосферах сверхгигантов возникновение турбулентности тоже естественно. Так, например, в атмосфере  $\epsilon$  Возничего ( $\epsilon$  Aur) расширение линий соответствует турбулентной скорости 30 км/с. К сожалению, к количественным выводам такого рода нужно относиться осторожно, так как формула (9.7) справедлива в применении лишь к тому виду турбулентности, в котором скорости имеют распределение такого же типа, как и молекулы газа (максвелловское). Заметим, наконец, что измеренная по спектральным линиям турбулентность может быть различной у нейтральных и ионизованных атомов одного элемента, линии которых зарождаются на разных атмосферных уровнях.

## § 10. ВЗАИМНЫЕ СВЯЗИ МЕЖДУ ВНЕШНИМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ ЗВЕЗД

### ДИАГРАММА ГЕРЦШПРУНГА — РЕССЕЛА

Диаграмма рис. 64, связывающая абсолютные звездные величины звезд (светимости) с их спектральными классами, впервые была построена в начале XX в. Герцшпрунгом и независимо от него Расселом для нескольких десятков звезд, абсолютные звездные величины которых были определены по тригонометрическим параллаксам. С той поры число известных параллаксных звезд — тригонометрических, спектроскопических, групповых и пр. — неизмеримо возросло, и диаграмма Герцшпрунга — Рассела (мы будем называть ее сокращенно «диаграмма Г — Р») строится сейчас с большой полнотой и точностью. В § 9 мы видели, что многообразие звезд не исчерпывается десятью температурными классами и пятью классами светимости, отраженными на рис. 64. В спектральном отношении среди звезд встречается много тонких различий, а в отношении светимости, как мы видели, оказалось необходимым ввести классы sd (или VI) — субкарликов и D — белых карликов. Эти классы хорошо видны на рис. 71 (слева), в котором для построения диаграммы Г — Р использованы многие сотни звезд с хорошо изученными характеристиками. Рассеяние точек на главной последовательности очень невелико — около  $1^m$ . Лишь часть его объясняется ошибками определения абсолютных величин  $M$  и спектров. Здесь всего отчетливее видна главная последовательность звезд, тянущаяся от левого верхнего угла (горячих сверхгигантов) к правому нижнему (холодных красных карликов очень малой светимости). Очень многочисленна на диаграмме группа гигантов с  $M \approx 0^m$  и спектрами G — M. Между главной последовательностью и гигантами видны

менее многочисленные субгиганты, а выше гигантов — сверхгиганты в области абсолютных звездных величин от  $-3^m$  до  $-5^m$  и еще ярче — до  $-8^m$ . Параллельно главной последовательности, ниже ее примерно на  $1-2^m$ , располагаются субкарлики. К ним примыкают слева и сверху не охваченные диаграммой слабые голубые звезды, описанные в § 9. Белые карлики на диаграмме рис. 71 немногочисленны, так как для многих из них нет достаточно данных ни об абсолютных величинах, ни о спектрах.

Ввиду существования точной зависимости показателей цвета от спектра звезды (КПА 446—449) диаграмма Г — Р может быть также построена как связь ( $M$ ,  $C$ ), в частности ( $M_V$ ,  $B - V$ ). Диаграмма *спектр — светимость* преобразуется, таким образом, в диаграмму

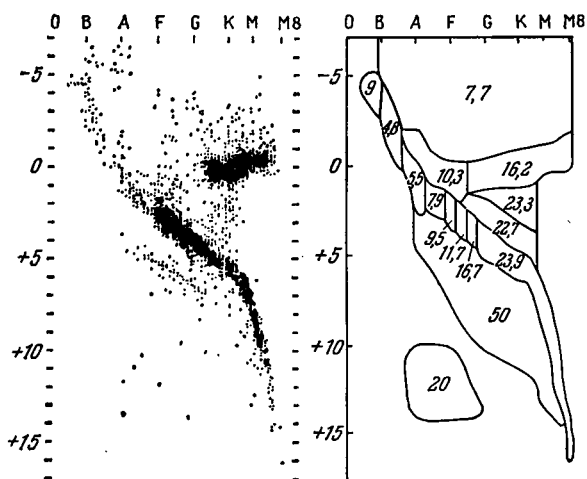


Рис. 71. Диаграмма Г—Р (слева) и средняя дисперсия пространственных скоростей (в км/с) отдельных групп звезд (справа) (по П. П. Паренаго, 1953 г.)

*цвет — светимость*. Такой способ может охватить большее число звезд, так как цвет звезды определить легче, чем спектральный класс, если звезда слаба, и для отдаленных групп звезд (например, звездных скоплений) это — единственно возможный способ судить о распределении энергии в спектре. Нужно только помнить, что цвет звезд может быть искажен (и даже сильно) межзвездным поглощением света (см. главу VI). Кроме того, на такой диаграмме будут сравнительно с диаграммой ( $M$ ,  $Sp$ ) несколько смещены группы гигантов и карликов из-за двузначности зависимости  $C=f(Sp)$  (КПА 447—448).

Наконец, в диаграмме Г — Р можно вместо визуальных значений  $M$  использовать болометрические — этот способ особенно удобен при теоретическом рассмотрении строения звезд и их эволюции. Так как болометрическая поправка (КПА 453), необходимая для такого пере-

хода, становится очень значительной при высоких и низких температурах, горячие гиганты и сверхгиганты на диаграмме  $\Gamma - R$  смещаются вверх так же, как и холодные. По этой же причине спуск главной последовательности в правом нижнем углу происходит не столь круто.

Если вместо шкалы спектральных классов нанести шкалу температуры, которая почти однозначно связана со спектральными классами и в то же время однозначно связана с цветом звезд (КПА 446), то с применением формулы (КПА 457)

$$\lg R = 0,72 (B - V) - 0,2 M_V + 0,51 \quad (10.1)$$

можно на диаграмме  $\Gamma - R$  нанести линии (прямые) равных радиусов. Если же диаграмма  $\Gamma - R$  дана в болометрических звездных величинах, то прямые равных  $R$  проводятся в соответствии с формулами [КПА (24.25)]

$$M_b = 42,01 - 10 \lg T - 5 \lg R. \quad (10.2)$$

#### СВЯЗЬ МЕЖДУ ПОЛОЖЕНИЕМ ЗВЕЗДЫ НА ДИАГРАММЕ $\Gamma - R$ И ЕЕ ДВИЖЕНИЕМ В ГАЛАКТИКЕ

Диаграмма  $\Gamma - R$ , показанная на рис. 71, объединяет все звезды, для которых имелись надежные значения  $M_v$  и  $S_p$ . Однако если вникать в спектральные и динамические тонкости, выяснится, что эта диаграмма не вполне однородна, правильнее говоря, звезды, представленные на диаграмме, не составляют полного единства в отношении химического состава и кинематических свойств. Обратим внимание на правую сторону рис. 71, где для отдельных групп показаны средние значения дисперсии скорости звезд внутри каждой группы. Дисперсия указана для той составляющей движения звезды, которая перпендикулярна к плоскости Галактики и указывает степень подвижности звезд в рассматриваемом направлении. Чем больше дисперсия в группе, тем более рассеяны в галактической системе звезды этой группы относительно основной плоскости Галактики. Большая дисперсия в одном направлении сопровождается большой дисперсией и в других направлениях, так что такие звезды, как правило, движутся (относительно Солнца и его окрестностей) с большими скоростями. Рассматривая ход скоростей вдоль главной последовательности, заметим, что они убывают от красных карликов к белым горячим звездам, что можно понять как следствие возрастания масс звезд в том же направлении: если средняя кинетическая энергия звезд одинакова, то массивные звезды должны двигаться медленнее. Резко выделяются субкарлики, относительно которых, правда, можно предполагать, что они имеют массы меньше нормальных карликов, но дисперсия скоростей у них (50 км/с) превосходит все ожидания.

## ЗВЕЗДЫ СФЕРИЧЕСКОЙ И ПЛОСКОЙ СОСТАВЛЯЮЩИХ. РАЗЛИЧИЕ ИХ ДИАГРАММ Г — Р

Среди звезд, не занимающих особого положения на диаграмме Г — Р, имеются звезды с большими скоростями движения в Галактике, которые обладают рядом особенностей и в спектральном отношении. Классическим примером тому служит Арктур, один из близких к нам гигантов, скорость которого относительно Солнца превышает 120 км/с, тогда как в среднем гиганты этого рода имеют скорости около 30 км/с. Спектральная особенность Арктура наглядно выражается в том, что его спектральный параллакс по разным признакам определяется в пределах от  $0,10''$  до  $0,21''$ , тогда как надежно определенный тригонометрический параллакс Арктура равен  $0,09''$ . Еще более разительно расхождение у другого быстро движущегося гиганта —  $\delta$  Зайца ( $\delta$  Leporis) — G8p, у которого спектральный параллакс определяется в пределах от  $0,132''$  до  $0,030''$ , а тригонометрический — всего лишь от  $0,020''$  до  $0,030''$ . Таких противоречий среди звезд с умеренной скоростью движения не наблюдается. Они возникают из-за пониженного содержания металлов в спектрах быстро движущихся гигантов. Кроме того, у последних ослаблены полосы циана CN и, наоборот, несколько усилены полосы CH. У быстро движущихся звезд, как у группы вообще, наблюдаются отступления химического состава от нормы. У субкарликов отступления особенно велики; как мы видели в § 9, субкарлики очень бедны металлами. С звездно-астрономической точки зрения большие скорости звезд, особенно в направлении, перпендикулярном к плоскости Галактики, указывают на принадлежность этих звезд к так называемой *сферической составляющей звездного населения* (или *населения II типа*), так как эти звезды имеют больше возможности, чем остальные, рассеиваться во все стороны относительно центра Галактики. В противоположность им звезды *плоской составляющей* (или *I типа населения*) концентрируются вблизи плоскости Галактики. Мы видим, что те и другие типы звездного населения дифференцируются частично по своему положению на диаграмме Г — Р и до некоторой степени по химическому составу, что имеет значение при изучении эволюции звезд.

На самом деле дифференциация тех и других выступает с полной отчетливостью при рассмотрении диаграммы *цвет — светимость* у шаровых звездных скоплений (рис. 72). Вместо горизонтальной ветви гигантов здесь отмечается наклонная ветвь красных и желтых гигантов, которая переходит в вертикальную ветвь в области показателей цвета  $0,4-0,6^m$ , т. е. спектров F — G, а затем после крутого поворота в области  $0,2-0,4^m$  наблюдается ветвь, которая идет подобно главной последовательности, но несколько ниже ее, совпадая с ветвью субкарликов. На диаграмме рис. 72 эта последняя ветвь не прослеживается далеко лишь потому, что ее звезды слабее  $20^m$  и не были доступны исследованию. У других звездных скоплений она прослеживается дальше. Ветвь желто-красных гигантов имеет и другое

продолжение, в сторону белых, т. е. горячих звезд весьма большой светимости, однако в области показателей цвета от  $0,5^m$  до  $0,0^m$  эта ветвь заполнена очень бедно, а на участке от  $0,0^m$  до  $0,2^m$  на ней присутствуют только переменные звезды типа RR Лиры.

Если все индивидуальные диаграммы *цвет — видимая звездная величина* для разных групп звезд (скоплений) свести в одну так, чтобы звезды типа RR Лиры имели во всех группах абсолютную величину  $M_V = 0^m$ , то получится распределение звездных последовательностей, показанное на рис. 73. Звезды шаровых звездных скоплений, располагаясь совершенно по особенному, имеют нижнюю ветвь вдоль главной последовательности, но ниже ее, т. е. *вдоль ветви субкарликов*. Тем

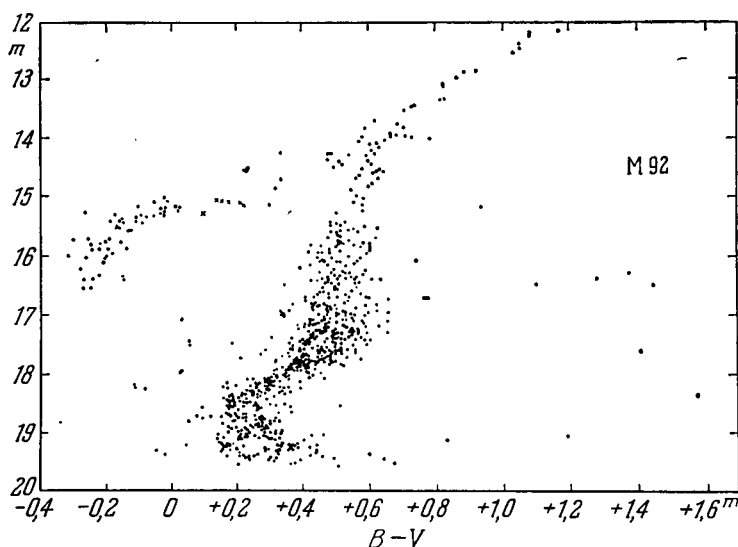


Рис. 72. Диаграмма Г—Р «цвет — видимая звездная величина» шарового звездного скопления М 92. Так как все звезды скопления находятся от нас на одном расстоянии, то переход от видимых звездных величин к абсолютным совершается прибавлением к первым одной и той же величины  $5 + 5 \lg \pi$  (где  $\pi$  — параллакс скопления), что несколько не отражается на форме диаграммы

самым наше отнесение субкарликов к сферической составляющей Галактики, сделанное по кинематическому признаку, оправдывается и по пространственному признаку, так как шаровые звездные скопления являются типичными представителями сферической составляющей нашей Галактики и по пространственному распределению, и по кинематическим свойствам.

Среди звезд сферической составляющей нет красных сверхгигантов, а имеются лишь красные гиганты довольно значительной светимости ( $-2^m$ ,  $-3^m$ ). Отсутствуют в них также горячие гиганты. Зато имеются очень горячие голубые звезды пониженной светимости, которые можно связать с горячими субкарликами или слабыми голубыми



звездами, описанными в § 9. Для полной обоснованности вывода не хватает знания спектров этих звезд, так как в шаровых скоплениях их видимая звездная величина  $m_v \approx 16^m$ .

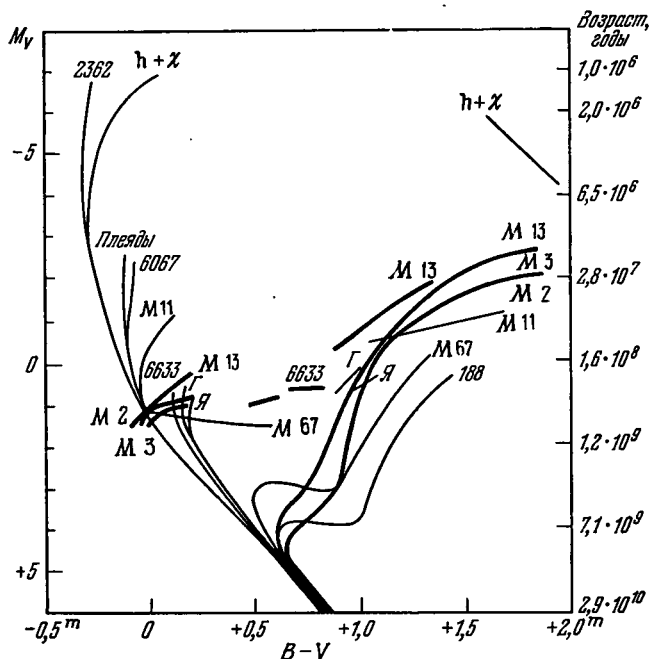


Рис. 73. Диаграмма Г — Р «цвет — светимость» для звездного населения плоской составляющей тонкие линии) и сферической составляющей (жирные линии) при совмещении их шкал абсолютной звездной величины  $M_v$ . Схема. Надписи указывают наименования скоплений, послуживших для построения отдельных последовательностей на диаграмме

Все описанные различия звезд плоской и сферической составляющих имеют прямое отношение к различному строению этих звезд и их различному эволюционному пути (см. главу IV).

### РАЗНООБРАЗИЕ СВИТИМОСТЕЙ И РАЗМЕРОВ ЗВЕЗД

Мы видим, что по внешним признакам звезды чрезвычайно различны. Их абсолютные визуальные звездные величины лежат в пределах от  $-8^m$  у горячих сверхгигантов (таких, например, как Ригель) до  $+19^m$  — у самого слабого карлика (спутник звезды BD  $+4^\circ 4048$ ). Невидимые спутники некоторых звезд (см. главу III), по-видимому, еще слабее, но и без них различие звездных величин от  $-8^m$  до  $+19^m,2$ , т. е. на  $27^m$ , соответствует различию светимости в  $6 \cdot 10^{10}$  раз! Болومترические светимости имеют примерно такой же диапазон. Звездные радиусы тоже изменяются в интервале от  $R=1000R_\odot$  у красных сверхгигантов до  $R=0,01R_\odot$  у белых карликов. Газовые оболочки сверхги-

гантов прослеживаются на расстояния, большие  $1000R_{\odot}$ , а самые горячие белые карлики имеют размеры, по-видимому, еще меньше, чем указано выше. Так, у одного из них [Лр 357—186;  $\alpha=4^h09,4^m$ ;  $\delta=+23^{\circ}47'$  (1950,0)], имеющего видимую звездную величину  $18,3^m$  и расположенного не далее 30 пк от нас, радиус немногим больше радиуса Луны! Наряду с огромным различием светимости и радиусов, различие их эффективной температуры невелико — от 50 000 до 2000 К. Впрочем, звезды с  $T_e < 2000$  К просто очень трудно обнаруживать. Последняя важная характеристика звезд, их масса, варьирует в гораздо меньшей степени, как это мы увидим в следующей главе.

## ЗАДАЧИ К ГЛАВЕ II

1. Температура фотосферы карлика  $T_1=8400$  К и электронное давление равно  $\lg p_e=2,36$ . Какова должна быть температура гиганта  $T_2$ , если у него  $\lg p_e=2,00$ , чтобы они обладали одинаковой ионизацией при потенциале ионизации  $\chi=4$  и  $\chi=8$  эВ? Какое влияние в расчеты вносит возможное различие отношения  $2u_1/u_0$  у разных элементов?

2. Каковы будут преимущества ионизации у гиганта по сравнению с карликом, если при обозначениях задачи 1  $T_1=8400$  К,  $\lg p_e=2,36$ ;  $T_2=7600$  К,  $\lg p_e=1,80$ , а  $\chi$  берется для трех случаев 4, 8 и 12 эВ.

3. У какой звезды, G8 III или G7 V, радиус больше?

4. Почему мы не ожидаем, что линии нейтрального железа будут заметны в спектрах звезды BO?

5. Звезда BO V наблюдается в созвездии Гончих Псов и имеет видимую звездную величину  $9,8^m$ . На каком расстоянии она находится?

6. Анализ спектра звезды позволил определить эффективную температуру и ускорение силы тяжести на ней. Из наблюдений известна видимая звездная величина и параллакс звезды. Найдите способ определить массу звезды.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ К ГЛАВЕ II

1. Курс астрофизики и звездной астрономии: Т. II / Под ред. А. А. Михайлова.— М.: Физматгиз, 1962.— Гл. I, XV.
2. Звездные атмосферы / Под ред. Дж. Л. Гринстейна.— М.: ИЛ; 1963.— Гл. 4, 5, 7, 8, 12.
3. Каули Ч. Теория звездных спектров.— М.: Мир, 1974.
4. Теория звездных спектров / Под ред. В. В. Соболева.— М.: Наука, 1966.
5. Morgan W. W., Keenan P. C. An Atlas of stellar spectra / Ed. Kellman.— Chicago, 1943.
6. Morgan W. W., Keenan P. C. Spectral Classification.— Annual Review of Astr. and Astrophys.—1973.—V. 11.
7. Михалас Д. Звездные атмосферы: Ч. I и II.— М.: Мир, 1982.
8. На переднем крае астрофизики / Под ред. Ю. Эвретта.— М.: Мир, 1979.
9. Грей Д. Наблюдения и анализ звездных фотосфер.— М.: Мир, 1980.
10. Problems in Stellar Atmospheres and Envelopes / Ed. V. Baschek, W. H. Kegel, G. Traving.— Berlin: Springer Verlag, 1975.
11. Де Ягер К. Звезды наибольшей светимости.— М.: Мир, 1984.
12. Куликовский П. Г. Звездная астрономия.—2-е изд.— М.: Наука, 1985.

## ДВОЙНЫЕ ЗВЕЗДЫ И МАССЫ ЗВЕЗД

### § 11. ДВОЙНЫЕ ЗВЕЗДЫ И МЕТОДЫ ИХ ОБНАРУЖЕНИЯ

Двойными звездами называются такие звезды, которые при обстоятельном исследовании одним из описываемых ниже методов оказываются состоящими из двух звезд, пространственно близко друг к другу расположенных и потому физически взаимодействующих. В таком случае каждая из звезд рассматривается как компонента (составляющая) физической *пары* звезд или, в общем случае, *кратной* звезды (тройной, четырехкратной и т. д.). Двойные звезды не являются редкостью; наоборот, можно думать, что одиночные звезды, не входящие в состав двойных или кратных систем, скорее исключение, чем правило (см. дальше).

#### ВИЗУАЛЬНО-ДВОЙНЫЕ ЗВЕЗДЫ

Две звезды, расположенные в пространстве близко, а от земного наблюдателя далеко, сливаются для невооруженного глаза в одну, но в телескоп при достаточном увеличении (КПА 18, 26) они видны раздельно. Именно таким образом были открыты в XVII в. первые двойные звезды. Сообразно с методом, которым они были обнаружены, они названы *визуально-двойными* звездами. Может оказаться, что две звезды, расположенные почти в одном направлении, пространственно весьма удалены друг от друга (например, одна втрое дальше другой). Такие звезды образуют *оптическую пару* и не рассматриваются как двойные.

Является ли данная пара физической или оптической, выясняется из многолетних телескопических наблюдений. В физической паре должно существовать движение каждой из компонент вокруг общего центра масс по коническому сечению — чаще всего по эллипсу. Поэтому одна компонента будет описывать относительно другой эллипс. Если даже период обращения составляет несколько сотен лет (что случается нередко), то все же искривление пути становится заметным на протяжении нескольких десятков лет, когда наблюдения достаточно точны. Впрочем, есть немало двойных звезд, у которых период обращения равен десяткам лет или нескольким годам, и тогда факт орбитального движения становится видимым из менее продолжительных наблюдений. Сами наблюдения состоят в измерении микрометром (нитяным или иным) углового расстояния между компонентами  $\rho$  и угла  $\theta$  между направлением к северному полюсу мира и линией, соединяющей компоненты (рис. 74). Этот угол называется *позиционным углом*

и всегда отсчитывается против часовой стрелки (к востоку). Расстояние  $\rho$  выражают обычно в секундах дуги. Если  $\rho \geq 2''$ , то фотографические наблюдения с длиннофокусными астрографами ( $F > 6$  м) следует предпочесть визуальным. При меньших расстояниях визуальные наблюдения точнее. На границе разрешающей силы телескопа лучше применять интерферометр окулярного типа. Ниже границы разрешения употребляется звездный интерферометр (КПА 458). Однако интерферометры работают хорошо лишь при приблизительно одинаковом блеске обеих компонент.

Угловому расстоянию  $d''$  между компонентами соответствует линейное расстояние, выраженное в астрономических единицах,

$$d = \frac{d''}{\pi''} \quad (11.1)$$

при условии, что отрезок  $d$  расположен перпендикулярно к лучу зрения. Если звездная пара очень далека, то ее параллакс  $\pi$  весьма мал и потому даже большие расстояния  $d$  будут видны под весьма малым углом. Ясно, что визуально-двойные звезды наблюдаются преимущественно среди звезд близких к нам.

Более широкие физические пары, в которых компоненты отстоят друг от друга на расстояниях в тысячи и десятки тысяч астрономических единиц, будут и на небе сравнительно широко расставлены

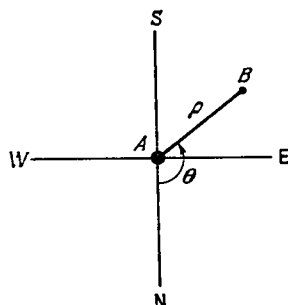
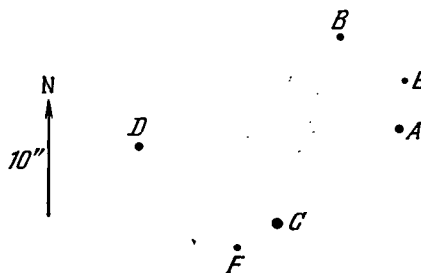


Рис. 74. Измерение взаимного положения компонент А и В в двойной системе. Предполагается, что А — главная (более яркая) компонента. Е — указывает направление на восток от нее

Рис. 75. Кратная звездная система «Трапеция Ориона», или  $\theta_1$  Ориона. Состоит из шести звезд физически связанных друг с другом: А ( $6,9^m$ ; В2); В ( $8,0^m$ ; В4); С ( $5,4^m$ ; О7); D ( $6,6^m$ ; В1); Е ( $11,4^m$ ; G+B5=B8); F ( $11^m$ ; В8). Размеры кружков, изображающих звезды, не имеют ничего общего с их истинными размерами, но лишь приблизительно выражают их блеск. В масштабе, принятом на чертеже для взаимных расстояний звезд, их диаметры выражались бы долями микрометра



даже при весьма большой удаленности, но, как это показано дальше [см. формулу (12.2)], в таких системах орбитальное движение протекает *очень* (!) медленно и выделить такую пару удается либо по общности физических признаков, либо по общности пространственного движения компонент. Примером первого рода может служить кратная звезда в центре туманности Ориона,  $\theta_1$  Ориона или «Трапеция Ориона» (рис. 75), состоящая из четырех ярких компонент спектральных классов О—В и двух более слабых, тоже класса В. Если для них построить диаграмму спектр — видимая звездная величина ( $S_p$ ,  $m$ ), то они хорошо расположатся вдоль одной линии, которую можно

принять за верхний левый конец главной последовательности диаграммы Г — Р, когда всем видимым величинам  $m$  придается одно и то же значение  $5+5 \lg \pi$ , переводящее  $m$  в  $M$ . А это означает, что у всех звезд Трапеции одинаковое расстояние от Земли. Они физически связаны с туманностью Ориона, но отстоят друг от друга довольно далеко: при значении  $\pi''=0,002''$  угловое расстояние между А и D, равное  $21,5''$ , соответствует линейному не менее 11 000 а. е.

Примером второго рода может служить открытие звезды самой малой светимости, спутника звезды BD+4°4048. У этой последней было давно известно довольно значительное собственное движение  $\mu=1,59''$  в направлении  $\theta=200^\circ$ . Ван-Бисбрук, начавший в 1940 г. поиски слабых спутников у звезд с большим  $\mu$ , отыскал на расстоянии  $74''$  от BD+4°4048 звезду  $18^m$  (rv), имеющую собственное движение  $\mu=1,45''$  в направлении  $\theta=204^\circ$ . Сходство  $\mu$  и  $\theta$  столь велико, что нужно считать обе звезды движущимися в пространстве по почти параллельным путям, т. е. физической парой. Так как параллакс этой звезды  $\pi=0,168'' \pm 0,004''$ , то абсолютная звездная величина спутника равна  $19^m$  (спектр dM5 с эмиссионными линиями H и K и водородными), а линейное расстояние между компонентами  $d \geq 440$  а. е. Любопытно, что у ближайшей к Земле звезды  $\alpha$  Центавра по этому же признаку был найден слабый спутник  $11,3^m$  на расстоянии  $2,2^\circ$ , которое соответствует линейному расстоянию около 10 600 а. е. Эта звезда чуть ближе самой  $\alpha$  Центавра, почему и получила название *Проксима* (proxima — ближайшая) Центавра.

Сама  $\alpha$  Центавра — типичная двойная, в которой компоненты обращаются вокруг общего центра масс по эллиптическим орбитам (рис. 76). Наиболее просты относительные наблюдения, при которых микрометром измеряются координаты  $\rho$  и  $\theta$  спутника В относительно главной звезды А. Если же определять положение А и В относительно звезд, случайных для данной пары, но находящихся тут же в поле зрения телескопа, то выявится и собственное движение  $\mu''$  пары по небесной сфере (равномерным движением по дуге большого круга будет обладать общий центр их масс G) и эллиптическое движение компонент А и В, совершающееся так, что три точки А, G и В всегда лежат на одной прямой. При этом должно быть

$$\frac{AG}{GB} = \frac{\mathfrak{M}_B}{\mathfrak{M}_A}, \quad (11.2)$$

где  $\mathfrak{M}_A$  и  $\mathfrak{M}_B$  — массы компонент. Определение AG/GB лучше всего делать на основе крупномасштабных фотографий двойной звезды, полученных в течение ряда лет.

Двойные звезды привлекают к себе внимание, когда они встречаются среди ярких звезд, особенно тогда, когда обе компоненты близки друг к другу не только по положению, но и по блеску. Действительно, при многочисленности звезд на небесном своде всегда около данной яркой звезды найдется в непосредственной близости какая-либо слабая звезда; точно так же среди весьма слабых звезд ( $18^m$ —

$19^m-20^m$ ) всегда — и в малом поле зрения — найдутся две или больше близких одна к другой звезд. Но все это будут, конечно, случайные, оптические сочетания звезд, ничем в действительности не свя-

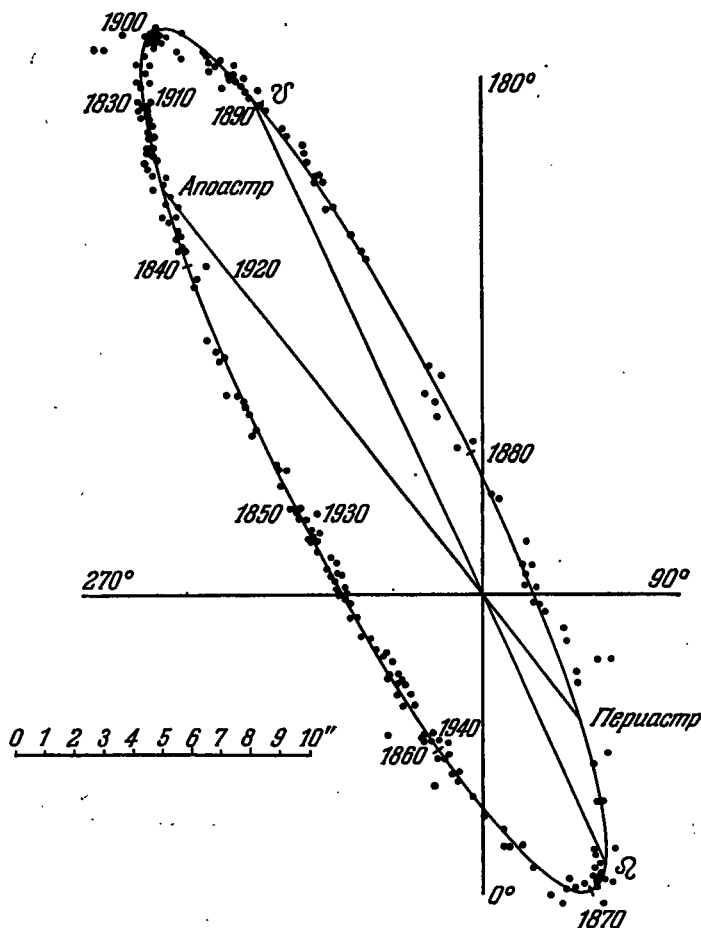


Рис. 76. Движение в системе  $\alpha$  Центавра. Показана относительная орбита спутника В, т. е. его движение относительно главной звезды А (за годы 1830—1940). На самом деле движения А и В совершаются около общего центра масс, но выявить эти движения по отдельности можно только при измерениях положения А и В относительно окрестных звезд поля, не имеющих никакого отношения к системе

занных. Крупнейший знаток двойных звезд в нашем столетии Эйткен, составляя свой каталог двойных звезд, включал туда только такие пары, которые удовлетворяют условию

$$\lg p \leq 2,8 - 0,2m_c, \quad (11.3)$$

где  $m_0$  — суммарный блеск системы. Но это намеренно либеральная оценка, имеющая целью не пропускать ни одной физической пары среди наблюдаемых двойных звезд. И, конечно, нужно считаться с тем, что весьма широкие пары, выявляемые при анализе собственных движений, вроде описанных выше, не удовлетворяют условию (11.3), так же как и некоторые близкие физические пары, разделяемые зорким невооруженным глазом, например Мицар и Алькор в Б. Медведице ( $\rho=12'$ ;  $2,0^m$  и  $3,5^m$ ),  $\delta^1$  и  $\delta^2$  Тельца ( $\rho=5,6'$ ;  $4,0^m$  и  $3,6^m$ ) или  $\epsilon_1$  и  $\epsilon_2$  Лирь ( $\rho=3,5'$ ;  $4,7^m$  и  $4,5^m$ ).

### НЕВИДИМЫЕ СПУТНИКИ ЗВЕЗД

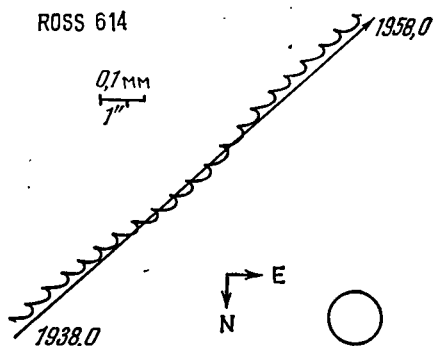
Если разность видимых звездных величин компонент пары  $m_A - m_B = \Delta m$  велика, то увидеть близкий спутник рядом с яркой звездой трудно, а иногда и невозможно. Тем не менее двойственность и в этом случае может быть обнаружена. Вместо равномерного прямолинейного \*) движения по небесному своду яркая компонента будет периодически отклоняться от такой прямолинейной траектории то в одну, то в другую сторону, так как по прямой движется только центр массы системы. В силу соотношения (11.2), такие возмущения будут тем меньше, чем меньше масса спутника, а так как малую массу имеют звезды низкой светимости, то пары с очень сильно различающимися по блеску компонентами открыть очень трудно. Но среди близких звезд это возможно [в силу (11.1)], и они фактически не раз обнаруживались. Такие пары называются парами с *невидимыми спутниками звезд*. Исторически наиболее известны пары Сириуса и Прокциона, в которых возмущения главной звезды весьма значительны. В обоих случаях были обнаружены спутники, виновники возмущений, которые обладают значительными массами при очень низкой светимости и стали родоначальниками группы звезд, названных *белыми карликами*. В ряде случаев (около 10) существование невидимых спутников у звезд установлено с достоверностью, но сами спутники еще не обнаружены. В 1955 г. удалось обнаружить спутник слабой звезды  $11,4^m$  из списка Росса звезд с большим собственным движением — Ross 614. За четыре года до того была опубликована абсолютная орбита этой звезды относительно центра масс, движение которого равномерное (рис. 77). Период ее обращения был найден равным 16,5 года, а наибольшие отклонения от центра масс не превышали  $0,36''$ . С помощью 5-метрового Паломарского рефлектора спутник Ross 614B, блеск которого  $14,8^m$ , был обнаружен в предвычисленном положении на расстоянии  $1,2''$  от главной звезды. На фотографии обе компоненты почти сливаются друг с другом, так как диаметр изображения главной компоненты был не менее  $0,9''$ . Абсолютная величина звезды Ross 614B равна  $16,8^m$ . После спутника звезды BD +  $4^\circ 4048$  (см. выше) это — одна из

\*) Подразумевается движение по большому кругу.

абсолютно слабейших известных нам звезд. Параллакс этой системы достигает  $0,250''$ . Таким образом, параллактический эллипс, который описывает центр массы, того же порядка, что и эллипс, описываемый компонентой А вокруг центра масс.

«Летающая звезда» Барнарда очень близка к нам ( $r < 2$  пк) и имеет невидимый спутник, вместе с которым она обращается вокруг общего центра масс в 24 года. Расстояние между обеими компонентами в среднем 44 а. е., или  $2,4''$ . Но увидеть этот спутник, по-видимому, скоро не удастся, так как его видимая звездная величина должна быть около  $30^m$ , что более чем на  $20^m$  (в  $10^8$  раз) слабее основной звезды. Такой

Рис. 77. Схема пути звезды Ross 614 по небесному своду за 20 лет (1938—1958 гг.). Прямолинейная составляющая отражает собственное движение звезды в пространстве. На самом деле движение уклоняется от прямолинейного вследствие существования спутника. Сюда же накладывается параллактическое смещение звезды с годичным периодом, отчего видимая траектория звезды приобретает зубчатый характер. Кружок внизу справа показывает в масштабе схемы размеры изображения звезды на фотографиях



спутник уже не самосветящаяся звезда, а планета, освещаемая главной компонентой.

Теперь представим себе пару, подобную  $\alpha$  Центавра, но на расстоянии не 1,3 пк, а в сто раз дальше. Наибольшее угловое расстояние между компонентами будет тогда  $0,2''$ , что находится еще в пределах доступного для разрешающей силы наших телескопов, но при удалении, еще в четыре раза большем, эта пара сольется в одну звезду, так как расстояние в  $0,05''$  уже неразличимо для наших телескопов. Заметим себе, что на таком расстоянии — свыше 500 пс — эта система будет выглядеть звездочкой около  $13^m$ , т. е. она ничем не привлечет к себе внимания наблюдателя. *Визуально-двойные звезды* — в о с н о в н о м б л и з к и е з в е з д ы. Однако если бы наша пара состояла из двух гигантов или сверхгигантов, ее можно было бы с успехом наблюдать при помощи звездного интерферометра, о чем уже было сказано выше. Фактически это удалось в немногих случаях, из которых наиболее известен случай Капеллы, состоящей из двух компонент-гигантов, обращающихся вокруг общего центра масс на взаимном расстоянии  $0,05''$ , с периодом 104 дня. Столь коротких периодов среди визуально-двойных звезд не встречается, потому что тогда линейные размеры орбиты должны быть очень малы [см. (12,7)], а следовательно, чрезмерно малы и угловые размеры.



## СПЕКТРАЛЬНО-ДВОЙНЫЕ ЗВЕЗДЫ

Фактически до того, как Капеллу наблюдали с интерферометром, она была уже известна как двойная звезда, но совсем другого рода — как спектрально-двойная. Обнаружению спектральной двойственности не мешает ни расстояние, ни короткий период, наоборот, последний этому способствует (до известного предела), и единственное ограничение возникает со стороны видимого блеска звезды, когда он настолько мал, что получить спектр звезды с достаточной дисперсией невозможно.

Представим себе (рис. 78), что мы находимся в плоскости орбиты двойной системы. Каждая из компонент описывает свою орбиту вокруг центра массы системы и при этом то удаляется от земного наблюдателя, то приближается к нему. Вследствие эффекта Доплера — Физо спектральные линии в спектре каждой компоненты будут периодически отклоняться от нормального своего положения то в красную, то в фиолетовую сторону спектра. Период этих колебаний, очевидно, равен периоду обращения по орбите. В положениях *I* и *III* (в узлах) отклонения особенно велики, и так как у компонент *A* и *B* они противоположны, то линии в спектре будут раздвоены; в положениях *II* и *IV* (в соединении) отклонения равны нулю, так как движения компонент происходят перпендикулярно к лучу зрения и линии вновь сливаются.

Положения *I* и *III* (в узлах) отклонения особенно велики, и так как у компонент *A* и *B* они противоположны, то линии в спектре будут раздвоены; в положениях *II* и *IV* (в соединении) отклонения равны нулю, так как движения компонент происходят перпендикулярно к лучу зрения и линии вновь сливаются.

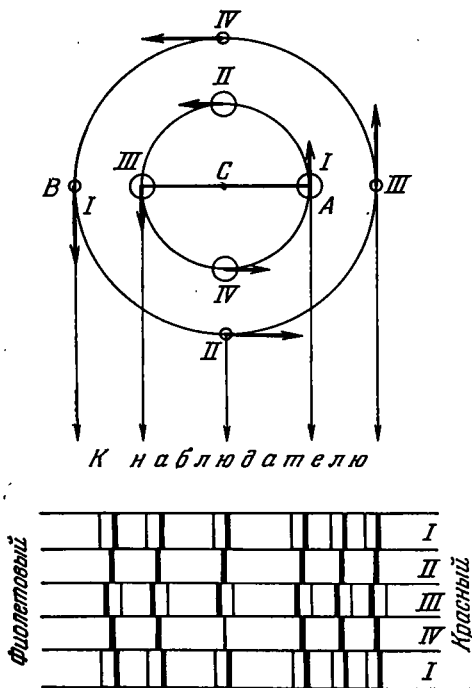


Рис. 78. Схема изменения лучевых скоростей в системе спектрально-двойной звезды и периодического смещения спектральных линий (внизу). У главной звезды *A*, более массивной и более яркой, линии в спектре сильнее, а амплитуда колебаний меньше, так как меньше размеры абсолютной орбиты

ваются. Именно, наблюдение периодических раздвоений и слияний линий в спектре Мицара ( $\zeta$  Б. Медведицы) привело к открытию таких двойных звезд.

Обнаружение визуально-двойной пары облегчено, когда плоскость орбиты перпендикулярна к лучу зрения, т. е. орбита «открыта» для наблюдателя и спутник всегда отделен от главной звезды. Наоборот, спектрально-двойную звезду легче всего обнаружить, когда наблюдатель находится в плоскости орбиты пары, так как тогда амплитуда

колебаний лучевых скоростей и, следовательно, спектральных линий — наибольшая. При изменении положения наблюдателя над плоскостью орбиты амплитуда будет убывать пропорционально  $\sin i$ , где  $i$  — угол между лучом зрения и нормалью к плоскости орбиты, называемый *наклоном орбиты*. Как бы ни была велика скорость движения компонент в орбите, если угол  $i$  мал, то открыть двойственность будет трудно и даже невозможно.

Впрочем, этот запрет не абсолютен. Если двойственность не проявляется в переменности лучевых скоростей, то она все же может быть установлена в тех случаях, когда в спектре звезды проявляются одновременно спектральные характеристики разных классов. Таких *звезд со сложным спектром* в дрэперовском (КПА 287) каталоге насчитывается свыше двухсот. У немногих из них найдены и изменения лучевой скорости. В большинстве других случаев переменные лучевые скорости не обнаруживаются либо из-за чрезвычайной медленности их изменений, либо из-за того, что их орбиты «открыты» по отношению к земному наблюдателю. Возможны и такие случаи, что сложный спектр показывают аномальные одиночные звезды. Поэтому такой спектр, так же как и переменная лучевая скорость, не является бесспорным доказательством двойственности звезды.

В случае сильного различия блеска компонент спектрально-двойной пары линии спутника будут в значительной степени или полностью замыываться непрерывным спектром главной звезды, и тогда в спектре будут наблюдаться линии только главной компоненты. Двоения спектральных линий не будет, а будет лишь периодическое колебание их около среднего положения, тем менее значительное, чем больше масса главной звезды сравнительно с массой спутника. Лишь в очень редких случаях удастся наблюдать линии обеих компонент, если их разность блеска  $\Delta m \geq 1^m$ .

Любая визуально-двойная звезда, если только наклонение  $i$  не слишком мало, может быть и спектрально-двойной. Только при больших периодах обращения орбитальные скорости компонент столь малы и столь мало отличны одна от другой, что спектрально установить орбитальные движения оказывается очень трудным. С другой стороны, спектрально-двойная звезда может стать визуально-двойной для достаточно близкого наблюдателя. Среди визуально-двойных короткого периода очень многие наблюдаются как спектрально-двойные. Кроме приведенного выше примера Капеллы, отметим, что в системе  $\alpha$  Центавра на протяжении десятилетий была замечена изменяющаяся лучевая скорость компонент, а у визуально-двойных с периодами обращения менее 10 лет, где орбитальные скорости велики, спектральные наблюдения очень часто и сравнительно быстро обнаруживают переменную лучевую скорость. Отсюда можно было бы прийти к выводу, что различие между визуально- и спектрально-двойными заключается только в методе обнаружения и наблюдения.

## ШИРОКИЕ И ТЕСНЫЕ ПАРЫ

Различие между визуально- и спектрально-двойными звездами действительно существует, особенно когда мы введем в рассмотрение спектрально-двойные звезды короткого периода, с периодом, меньшим 100 дней. Такие периоды возможны только в парах, где компоненты настолько близки друг другу, что размеры компонент, если они не исключительно малы, уже сравнимы с расстоянием между ними. По этому признаку проводится весьма существенное деление двойных звезд на *тесные* и *широкие пары*. Визуально-двойные относятся к широким парам, а спектрально-двойные с периодом менее 100 дней —

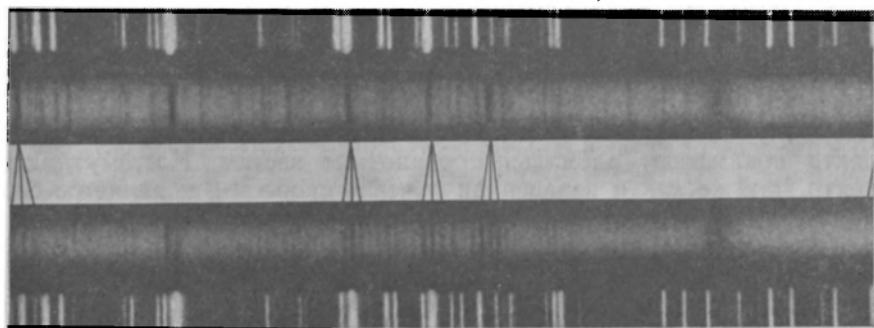


Рис. 79. Два спектра звезды HD 10018, снятых в разное время. На нижней спектрограмме все линии утроены. Крайние компоненты принадлежат составляющим тесной семидневной спектрально-двойной, которая вместе с отдаленной третьей звездой (средние линии в тройке) образует визуально-двойную звезду

к тесным. Это деление особенно выпукло выступает в тех нередких случаях, когда в широкой системе одна или обе компоненты в свою очередь являются тесной парой.

Примеров подобного рода известно много. Один из них показан на рис. 79, где воспроизведены два снятых в разное время спектра звезды седьмой величины HD 100018, известной как физическая пара с периодом 84,7 года. Максимальное расстояние между видимыми составляющими этой пары не превышает  $0,35''$ , но в ту пору, когда снимались показанные спектры, обе компоненты были разделены расстоянием не более  $0,10''$ , т. е. сливались на щели спектрографа. Они одинакового спектрального класса F5 (на верхней спектрограмме содержится именно этот спектр). Нижняя спектрограмма содержит тот же спектр, но все линии его утроены. Детальный анализ показал, что появление тройных линий носит периодический характер, так что весь цикл изменений, подобных тому, что изображено на рис. 79, совершается за семь дней. Средние линии в тройках стационарны и принадлежат компоненте В широкой визуальной пары, а переменные пары линий показывают, что компонента А широкой пары есть на самом деле тесная пара — спектрально-двойная звезда семидневного

периода. В широкой паре расстояние между компонентами превышает 8000 млн км, а в тесной 16 млн км.

Очень поучительный пример представляет звезда  $\alpha$  Близнецов (Кастор), которая давно известна как визуально-двойная. За последнее время установлен период обращения в этой паре около 500 лет; расстояние между ее компонентами А и В — в среднем 100 а. е. В то же время каждая из них оказалась спектрально-двойной: А — с периодом  $9,2^d$  и средним расстоянием между ее составляющими порядка 4—5 млн км  $\approx 0,03$  а. е. и В — с периодом  $2,9^d$  и примерно с тем же взаимным расстоянием между ее составляющими. В довершение сложности системы в ней оказывается еще один визуальный спутник С, удаленный от А и В на  $73''$  (минимум на 1000 а. е.). Кастор С — также спектрально-двойная звезда с периодом всего 19 часов и расстоянием между компонентами 2 690 000 км  $= 0,018$  а. е.!

### ЗАТМЕННЫЕ ИЛИ ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ ДВОЙНЫЕ ЗВЕЗДЫ

Среди визуально-двойных звезд встречаются такие, у которых плоскость орбиты почти точно проходит через земного наблюдателя (угол  $i \approx 90^\circ$ ). Создается возможность того, что в соединениях одна компонента закроет (затмит) другую и общий блеск системы ослабеет

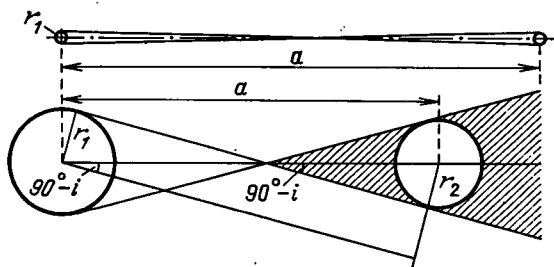


Рис. 80. Две схемы, поясняющие вероятность наблюдения с Земли взаимного затмения компонент в широкой паре (вверху) и в тесной паре (внизу). Затмение возможно, если Земля находится в пределах заштрихованного конуса, угол (половинный) раствора которого  $90^\circ - i$  таков, что  $\sin(90^\circ - i) = (r_2 + r_1)/a$ . Чем больше этот угол, тем больше шансов наблюдать эту систему как затменную переменную

в 1,5—2 или больше раз. Хотя соединения такого рода могут быть легко предсказаны, а затмения, как легко рассчитать, могут быть весьма продолжительными, они никогда реально не наблюдались. Это понятно: в широких парах наклонение должно лишь ничтожно мало отличаться от  $90^\circ$  для того, чтобы относительно малые компоненты не прошли своими дисками одна мимо другой во время соединения, наблюдаемого земным наблюдателем (рис. 80). Наоборот, в тесных парах такое отличие угла  $i$  от  $90^\circ$  может быть большим, а затмение все же будет наблюдаться при каждом соединении. Фактически такие затмения наблюдаются у Алголя с 1670 г. и еще у нескольких

тысяч звезд, получивших название *затменных двойных* или *затменных переменных*.

Другое название их — *фотометрические двойные звезды*, так как метод их обнаружения — фотометрический; измерения блеска таких звезд показывают, что в нем происходят более или менее резкие ослабления — фотометрические минимумы, повторяющиеся с периодом, равным орбитальному периоду. В качестве типичной затменной двойной может служить названная выше  $\beta$  Персея — Алголь, кривая блеска которого и схематическое изображение системы в соединении, когда звезда находится в минимуме блеска, приведены на рис. 81.

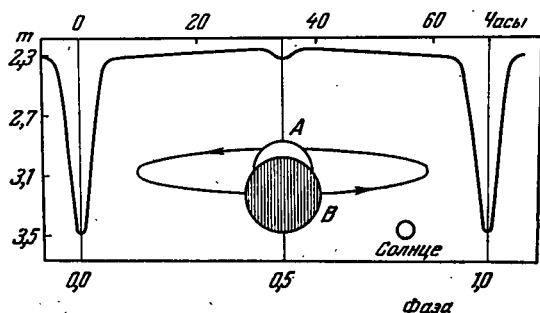


Рис. 81. Кривая блеска Алголя, т. е. изменение его блеска на протяжении немногим более орбитального периода (равного 68 часам), и схема орбиты, в которой показано положение главной звезды (меньшего размера и более яркой) и спутника в момент соединения, когда вследствие затмения происходит наибольшее падение блеска (главный минимум). Полпериода спустя, при затмении спутника, наблюдается вторичный минимум, менее глубокий. В том же масштабе изображено Солнце

Образцом иного рода служит звезда  $\beta$  Лиры, у которой изменения блеска (рис. 82) непрерывны, а два минимума в течение одного периода (главный и вторичный) мало отличаются глубиной, совсем не так, как у Алголя. Здесь обе звезды, главная и спутник, приблизительно одинаково ярки, а основная особенность состоит в том, что обе они имеют не шаровую форму, но сильно деформированы взаимным притяжением, так как их относительные размеры очень велики. При движении каждой компоненты по орбите они обращаются к Земле то малыми сечениями (в минимумах), то большими (в максимумах блеска).

Из сказанного легко понять, что фотометрические двойные и спектрально-двойные звезды представляют собой одну и ту же группу тесных пар, различие между которыми состоит в методе наблюдения. Фотометрические двойные более доступны открытию и исследованию, чем спектральные, так как падение блеска на 0,5—1,0<sup>m</sup> и больше легко установить из глазомерных оценок в телескоп или на фотографиях, тогда как с тем же телескопом можно получать спектры лишь сравнительно ярких звезд (на 7—8<sup>m</sup> ярче, чем на пределе прямого фотографирования). Не удивительно, что затменных двойных известно свыше 3000, тогда как число достоверных спектрально-двойных не превышает 1000.

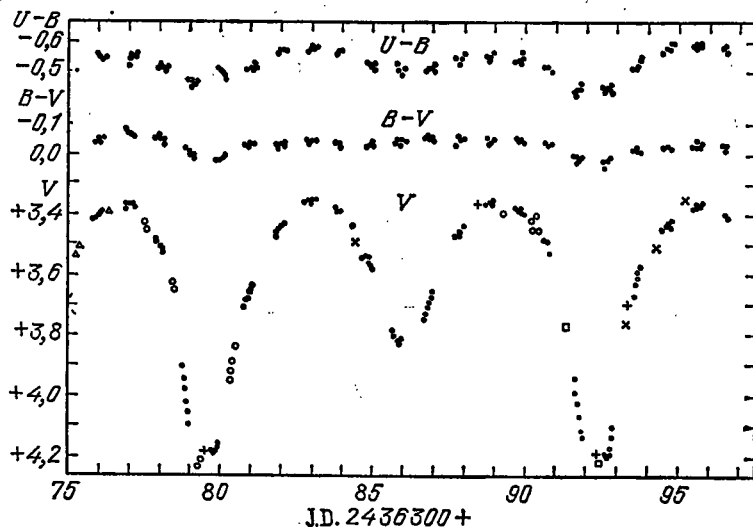


Рис. 82. Кривая блеска затменной двойной  $\beta$  Лыры, полученная при выполнении международной программы по исследованию этой звезды между 21 июня и 12 июля 1958 г. Кроме изменения блеска, охватывающего два главных минимума (внизу), приведены еще изменения показателей цвета ( $U-B$ ) и ( $B-V$ ) (наверху). Компоненты этой системы из-за их относительно тесной близости сильно вытянуты друг к другу, так что изменение блеска происходит и вне затмений. Поверхностные яркости компонент сравнимы друг с другом, вследствие чего вторичные минимумы мало отличаются от главных

Периоды у затменных переменных в настоящее время наблюдаются в пределах от 27 лет до  $4^{\text{h}}39^{\text{m}}$  и даже до  $81,5^{\text{m}}$  (WZ Стрелы). У спектрально-двойных звезд известны и более длинные периоды, чем 27 лет.

## § 12. ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЛИЧЕСТВЕННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ДВОЙНЫХ ЗВЕЗД

### ЭЛЕМЕНТЫ ОРБИТЫ ВИЗУАЛЬНО-ДВОЙНОЙ ЗВЕЗДЫ

Из многолетних наблюдений визуально-двойной звезды строится ее видимая орбита, т. е. изображение истинной орбиты в проекции «на небесную сферу», точнее выражаясь, на картинную плоскость, перпендикулярную к лучу зрения. В прошлом столетии визуально-двойные звезды представляли удобные объекты для проверки универсальности закона всемирного тяготения Ньютона. В настоящее время применимость этого закона к самым отдаленным двойным и кратным звездным системам никем не ставится под сомнение. Считается, что обе звезды движутся вокруг общего центра масс по коническому сечению, которое обычно является эллипсом. Такова же и траектория относительного движения спутника вокруг главной звезды. При проектировании на небесную сферу *истинный эллипс* преобразуется в *видимый эллипс*. Фокус истинного эллипса в общем

случае не проектируется в фокусе видимого эллипса (но центр проектируется в центре); поэтому главная звезда может занимать внутри видимого эллипса любое положение. Закон площадей (II закон Кеплера) не нарушается при проектировании, и, следовательно, непосредственно из наблюдений получается

$$\rho^2 \frac{d\theta}{dt} = \text{const.} \quad (12.1)$$

III закон Кеплера тоже применим к любой двойной системе. Для этого случая небесная механика дает формулу \*)

$$\frac{A^3}{P^2} = \frac{k^2 (\mathcal{M}_A + \mathcal{M}_B)}{4\pi^2}, \quad (12.2)$$

в которой  $A$  — большая полуось относительной орбиты двойной звезды,  $P$  — период обращения в орбите,  $k^2$  — постоянная тяготения,  $\pi = 3,1416$ ,  $\mathcal{M}_A$  и  $\mathcal{M}_B$  — массы компонент.

Перепишем формулу (12.2) в таком виде:

$$\frac{A^3}{P^2 (\mathcal{M}_A + \mathcal{M}_B)} = \frac{k^2}{4\pi^2}. \quad (12.3)$$

Для системы Земля — Солнце будет то же самое ( $\mathcal{M}_\oplus$  — масса Земли):

$$\frac{A'^3}{P'^2 (\mathcal{M}_\odot + \mathcal{M}_\oplus)} = \frac{k^2}{4\pi^2}. \quad (12.4)$$

Если мы условимся в дальнейшем все расстояния выражать в астрономических единицах ( $A' = 1$ ), периоды обращения — в звездных годах ( $P' = 1$ ), массы — в солнечных массах ( $\mathcal{M} = 1$ ), то правая часть равенства (12.3) и равенства (12.4) в выбранной системе единиц превратится в единицу (так как массой Земли вполне можно пренебречь) и тогда

$$\frac{A^3}{P^2 (\mathcal{M}_A + \mathcal{M}_B)} = 1. \quad (12.5)$$

Но непосредственно выводимой из наблюдений двойных звезд величиной является не  $A$ , а  $a''$  — угловые размеры большой полуоси относительной орбиты. Эти две величины, в силу (11.1), связаны соотношением

$$A = \frac{a''}{\pi''}. \quad (12.6)$$

Окончательно равенство (12.5) переписывается так:

$$\frac{a''^3}{\pi''^3 P^2} = \mathcal{M}_A + \mathcal{M}_B. \quad (12.7)$$

\*) См., например, *Субботин М. Ф.* Курс небесной механики. — М.: ОГИЗ, 1941. — Т. 1. — С. 47; *Полак И. Ф.* Курс общей астрономии. — 6-е изд. — М.: Гостехиздат, 1951; *Попов П. И., Баев К. Л., Воронцов-Вельяминов Б. А., Куницкий Р. В.* Астрономия. — 4-е изд. — М.: Учпедгиз, 1958. — С. 163.

Последняя формула служит для вычисления суммарной массы двойной системы. Для определения индивидуальных масс нужно еще одно уравнение. Его дает нам формула (11.2), которую применяют после определения больших полуосей  $a_1$  и  $a_2$  абсолютных орбит компонент А и В:

$$\frac{m_A}{m_B} = \frac{a_2}{a_1}. \quad (12.8)$$

Отыскание величины  $a''$  после того, как видимая орбита двойной звезды построена, входит как составная часть более общей задачи *определения орбиты* двойной звезды. Существует много способов решения ее, но их изложение не входит в состав курса астрофизики \*). Ограничимся лишь указанием величин, которые входят в состав элементов орбиты двойной звезды:

$a''$  — большая полуось относительной орбиты, выражаемая в секундах дуги;

$e$  — эксцентриситет орбиты;

$\Omega$  — позиционный угол восходящего узла. Под восходящим узлом у двойных звезд понимают то положение спутника, когда он, удаляясь от наблюдателя, пересекает картинную плоскость. Без наблюдения лучевых скоростей невозможно отличить восходящий узел от нисходящего. Поэтому обычно из двух значений для  $\Omega$  принимают то, которое меньше  $180^\circ$ ;

$\omega$  — долгота периастра, т. е. угол в плоскости орбиты между линией узлов и направлением от главной звезды на периастр;

$i$  — наклонение орбиты, т. е. угол между лучом зрения и нормалью к плоскости орбиты. Ввиду неопределенности положения восходящего и нисходящего узлов принято считать  $i$  двузначным (пишут  $\pm i$ );

$T$  — дата прохождения спутника через периастр;

$P$  — период обращения по орбите.

В отличие от задачи определения планетной орбиты, орбиту двойной звезды определяют семь, а не шесть элементов. Это происходит потому, что в планетной системе у всех планет — одно центральное светило, Солнце, масса которого подавляюще велика сравнительно с массами планет. Поэтому в Солнечной системе величины  $a$  и  $P$  не независимы, а связаны III законом Кеплера в его простейшей форме (кроме массивных планет), тогда как в двойных системах, где массы могут быть какими угодно, соотношение между  $a$  и  $P$  у каждой системы — свое, определяемое обобщенным законом Кеплера (12.7).

### КРИВАЯ ЛУЧЕВЫХ СКОРОСТЕЙ И ЭЛЕМЕНТЫ ОРБИТЫ СПЕКТРАЛЬНО-ДВОЙНОЙ ЗВЕЗДЫ

Исходной для определения орбиты спектрально-двойной звезды служит *кривая лучевых скоростей*. Для ее построе-

\*) См. список литературы в конце главы, особенно книги П. П. Паренаго и М. А. Ковальского.



ния все полученные из наблюдений значения лучевых скоростей одной или обеих компонент двойной системы приводят к одному периоду. Процедура состоит в определении фазы  $\Phi$  наблюдения

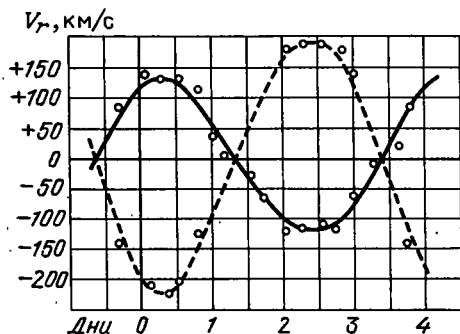


Рис. 83. Кривая лучевых скоростей  $\alpha$  Девы ( $\alpha$  Vir). У этой двойной звезды в спектре присутствуют линии обеих компонент, для каждой из которых построена своя кривая

относительно начального момента  $T_0$ . Если дата наблюдения  $T$ , то фаза выражается либо в единицах времени (обычно сутки и более суток) согласно формуле

$$T = T_0 + nP + \Phi, \quad (12.9)$$

где  $n$  — целое число, а  $\Phi < P$ , либо в долях периода:

$$\Phi = \frac{T - T_0}{P} - n, \quad (12.10)$$

так что  $\Phi < 1,000$ .

На диаграмму, где вдоль ординат откладываются лучевые скорости, а вдоль оси абсцисс — фазы, наносятся точки в соответствии с наблюдаемыми лучевыми скоростями  $V_r$  и их фазами. Через точки проводят наилучшим образом кривую, которая и называется кривой лучевых скоростей (рис. 83). Для проведения анализа этой кривой

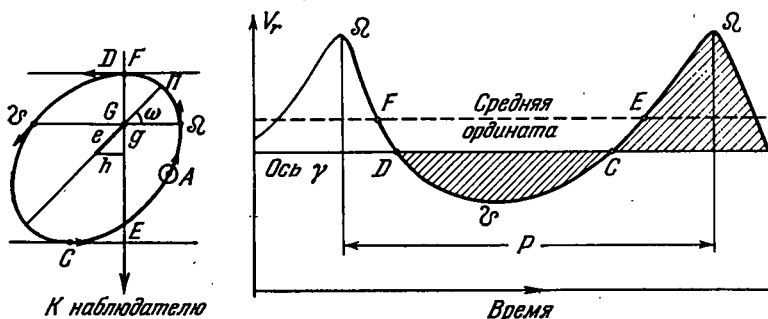


Рис. 84. Кривая лучевых скоростей спектрально-двойной звезды, соответствующая относительной орбите, изображенной слева

обратимся к чертежу на рис. 84, где изображена орбита компоненты А относительно центра масс G. Предположим, что наблюдатель находится в плоскости орбиты (т. е.  $i = 90^\circ$ ). Заклучим орбиту между двумя касательными в точках C и D — такими, что луч зрения перпендикулярен к ним. Очевидно, что интегралы лучевых скоростей  $\int V_r dt$  от C до D и обратно от D до C равны, так как они определяют путь по лучу зрения, проходимый компонентой А от C до D и соответственно от D до C, т. е. расстояние между касательными. Поэтому если

на кривой лучевых скоростей мы проведем прямую, параллельную оси абсцисс, такую, что площади между кривой и этой прямой над прямой и под ней равны, то точки пересечения кривой и прямой будут соответствовать точкам  $C$  и  $D$  на рис. 84, где движение происходит перпендикулярно к лучу зрения, т. е. лучевая скорость в орбитальном

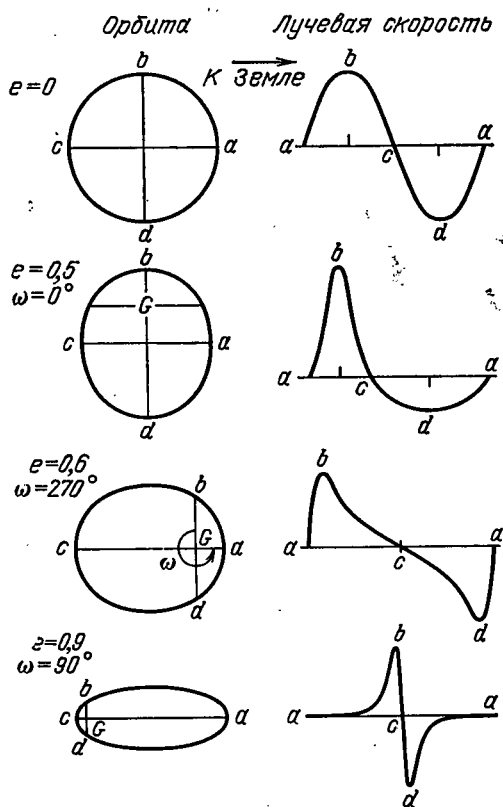


Рис. 85. Примеры кривых лучевых скоростей при различных расположениях и формах орбиты спектрально-двойной звезд

движению равна нулю. Проведенная прямая называется  $\gamma$ -осью и соответствующая ей на оси ординат скорость есть скорость центра масс системы. Можно показать, что наибольшая лучевая скорость будет в восходящем узле  $\Omega$ , а наименьшая (наибольшая отрицательная) — в нисходящем узле  $\mathcal{Z}$ . Если эти скорости рассматривать относительно  $\gamma$ -оси, то различие их абсолютных значений зависит от эксцентриситета орбиты и ориентировки ее, т. е. от долготы  $\omega$  периастра  $\Pi$  относительно узла  $\Omega$ . Не имея возможности провести здесь математическое рассмотрение, покажем лишь несколько примеров (рис. 85) различия

кривых лучевых скоростей при разных значениях  $e$  и  $\omega$ . У круговой орбиты кривая лучевых скоростей представляет чистую синусоиду.

Совершенно ясно, что при наблюдении лучевых скоростей позиционный угол восходящего узла остается неопределенным. Всю схему на рис. 84 можно вращать около луча зрения — в лучевых скоростях, наблюдаемых внутри системы, ничего не изменится. Другой особенностью кривой лучевых скоростей является невозможность определения угла наклона  $i$  орбиты. Действительно, если орбиту рис. 84, которую мы предполагали содержащей луч зрения, будем наклонять

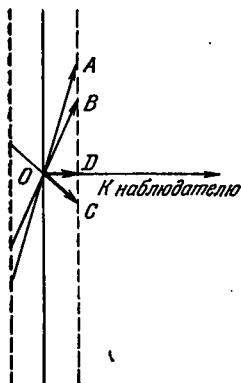


Рис. 86. К неопределенности наклона орбиты спектрально-двойных звезд

к лучу зрения, уменьшая угол  $i$  от  $90^\circ$ , то полуамплитуда лучевых скоростей  $K = \frac{1}{2}(K' + K'')$ , правда, будет убывать пропорционально  $\sin i$ , но так, что данную кривую можно будет представлять как результат орбитального движения по орбите с  $i = 90^\circ$ , однако с меньшей амплитудой. Рис. 86 иным образом поясняет это. Три орбиты одинаковой формы и периода, показанные прямолинейными следами на плоскости чертежа, дадут одинаковые кривые лучевых скоростей, поскольку у всех трех проекции размеров орбиты  $a \sin i$  на луч зрения одинаковы.

После этого замечания становится понятным присутствие фактора  $\sin i$  в следующей формуле, связывающей наблюдаемую полуамплитуду  $K$  лучевых скоростей с другими элементами орбиты спектрально-двойной звезды:

$$a_1 \sin i = 13751 (1 - e^2)^{1/2} K_A P, \quad (12.11)$$

где множитель  $K_A$  выражается в км/с, а  $P$  — в средних солнечных сутках. При этом  $a_1$  получается выраженным в километрах.

Если в спектре данной звезды наблюдаются линии обеих компонент, то по линиям спутника строится своя кривая лучевых скоростей, которая с первой кривой пересекается по оси  $\gamma$  и должна повторять первую кривую во всех деталях, но с противоположным знаком и со своим значением полуамплитуды  $K_B$  так, что

$$a_2 \sin i = 13751 (1 - e^2)^{1/2} K_B P. \quad (12.12)$$

### ОПРЕДЕЛЕНИЕ МАСС КОМПОНЕНТ СПЕКТРАЛЬНО-ДВОЙНЫХ ЗВЕЗД

Деля две последние формулы одна на другую и применяя формулу (12.8), легко получаем очевидное соотношение

$$\frac{K_A}{K_B} = \frac{M_B}{M_A}, \quad (12.13)$$

выражающее тот факт, что амплитуды кривых лучевых скоростей обеих компонент обратно пропорциональны их массам.

Последнее обстоятельство вносит своеобразную трудность при определении масс компонент спектрально-двойных звезд с одним наблюдаемым спектром: этот спектр позволяет построить кривую лучевых скоростей главной компоненты, а амплитуда этой кривой пропорциональна массе спутника, спектр которого не виден.

Другое дело, когда наблюдаются два спектра и наблюдения дают возможность построить обе кривые, так что и  $K_A$  и  $K_B$  известны. Сложим формулы (12.11) и (12.12) и заменим сумму  $a_1 + a_2$  величиной  $a$  большей полуоси относительной орбиты:

$$a \sin i = 13\,751 (1 - e^2)^{1/2} PK, \quad (12.14)$$

где

$$K = K_A + K_B. \quad (12.15)$$

В формуле (12.14)  $a$  выражено в км и  $P$  — в сутках, а в формуле (12.5)  $A = a$ , но выражено в а. е., а  $P$  — в годах. Учтя эти различия в единицах, мы получим из названных двух формул

$$(\mathcal{M}_A + \mathcal{M}_B) \sin^3 i = 10\,385 \cdot 10^{-11} (1 - e^2)^{3/2} K^3 P, \quad (12.16)$$

где  $K$  выражено в км/с,  $P$  — в сутках, а  $\mathcal{M}$  — в массах Солнца. Отсюда и из (12.13) легко получить индивидуальные массы, обремененные тем же фактором  $\sin^3 i$ :

$$\mathcal{M}_A \sin^3 i = 10\,385 \cdot 10^{-11} (1 - e^2)^{3/2} K^2 K_B P, \quad (12.17)$$

$$\mathcal{M}_B \sin^3 i = 10\,385 \cdot 10^{-11} (1 - e^2)^{3/2} K^2 K_A P. \quad (12.18)$$

Вернемся к спектрально-двойным звездам с одним спектром. В этом случае известны только  $K_A$  и  $P$ . Исключим из наших формул ненаблюдаемую величину  $K$ . Для этого возведем формулу (12.18) в куб, а (12.16) — в квадрат и поделим их друг на друга:

$$\frac{\mathcal{M}_B^3 \sin^3 i}{(\mathcal{M}_A + \mathcal{M}_B)^3} = 10\,385 \cdot 10^{-11} (1 - e^2)^{3/2} K_A^3 P. \quad (12.19)$$

В этой формуле справа стоят все наблюдаемые величины, что позволяет вычислить *функцию масс*  $f(\mathcal{M})$ :

$$f(\mathcal{M}) = \frac{\mathcal{M}_B^3 \sin^3 i}{(\mathcal{M}_A + \mathcal{M}_B)^3}. \quad (12.20)$$

Если у спектрально-двойных звезд с двумя спектрами неопределенность при нахождении масс вносит фактор  $\sin^3 i$ , который можно для пробы положить равным единице и тем самым определить минимальные значения масс, то у спектрально-двойных с одним спектром это допущение ничего не дает для суждения о массах, за исключением того случая, когда каким-либо способом удастся для данной системы найти или угадать правильное значение отношения масс

$$\alpha = \frac{\mathcal{M}_B}{\mathcal{M}_A} \quad (12.21)$$

(обычно  $0 < \alpha < 1$ ). Действительно, в этом случае

$$f(M) = \frac{M\alpha^3}{(1+\alpha)^2} \sin^3 i, \quad (12.22)$$

### ЭЛЕМЕНТЫ ФОТОМЕТРИЧЕСКОЙ ОРБИТЫ

У фотометрической двойной звезды угол  $i$  может быть определен из кривой блеска. Кривую блеска строят по многим фотометрическим наблюдениям, свод их к одному периоду так же, как при построении

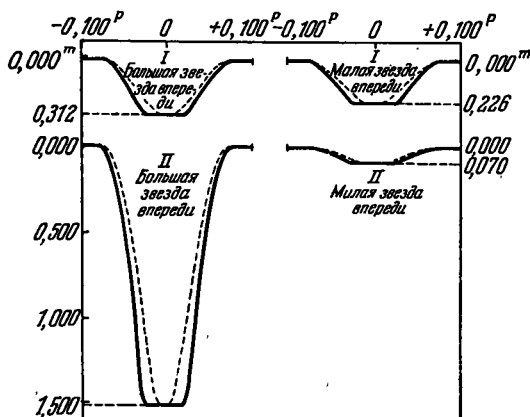


Рис. 87. Различные варианты кривых блеска во время затмения компонент разных относительных размеров и разной относительной светимости. Сплошными линиями представлены центральные затмения, прерывистыми — касательные. I.  $r_1=0,30$ ;  $r_2=0,15$ ;  $L_1=0,75$ ;  $L_2=0,25$ . Диски равномерно яркие. II.  $r_1=0,30$ ;  $r_2=0,15$ ;  $L_1=0,25$ ;  $L_2=0,75$ . Диски равномерно яркие. Сравнение I с II показывает, насколько важно, какая из двух компонент, меньшая или большая, имеет большую светимость. Случай, когда большая звезда менее яркая, приводит к большим амplitудам и потому легче может быть замечен

кривой лучевых скоростей. Далее производится анализ кривой блеска, ее решение, с целью получения элементов фотометрической орбиты. Эти последние не совпадают с элементами спектральной орбиты. Из кривой блеска нельзя получить значений большой полуоси или узла, весьма сложным путем определяют  $e$  и  $\omega$ , но зато сравнительно легко определяются размеры компонент  $r_1$  и  $r_2$  в долях большой полуоси относительно орбиты  $a$ , относительные светимости  $L_1$  и  $L_2$  компонент в долях полной светимости системы и наклонение  $i$ . Форма кривой блеска вне затмений позволяет определить отступления фигуры компонент от шаровой. Когда кривая блеска очень точна, может быть определено потемнение к краю диска у затмеваемых звезд [коэффициент  $u$  в формуле (2.16)] и некоторые другие тонкие фотометрические эффекты. Отвлекаясь от деталей, важно усвоить, что весь ход изменений блеска во время затмений зависит от геометрии затмения, т. е. от относительных размеров компонент и их взаимного расположения

на картинной плоскости, и от соотношения светимости компонент. На рис. 87 показано несколько примеров изменения блеска в главном и вторичном минимуме в разных предположениях относительно размеров и светимостей компонент. На рис. 88 показаны эффекты потемнения к краю. Продолжительность затмения  $D$  зависит от суммы радиусов компонент  $r_1 + r_2$  и тем больше, чем ближе угол  $i$  к  $90^\circ$ . Продолжительность полной фазы затмения  $d$  зависит, наоборот, от разности радиусов компонент. В круговой орбите все условия затмения повторяются через полпериода за исключением того, что в одном случае

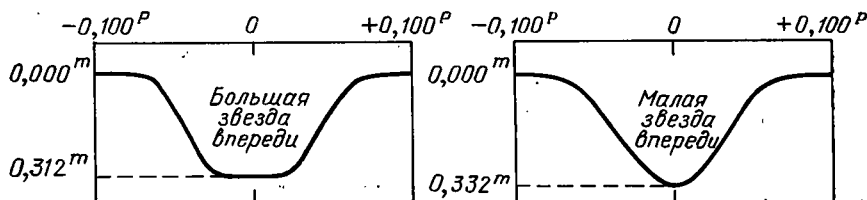


Рис. 88. То же, что и  $I$  на рис. 87, но диски имеют полное потемнение к краю ( $u=1$ ). Правая кривая изображает изменение блеска в кольцеобразном затмении. Сравнивая с  $I$  на рис. 87, можно убедиться, что этот случай может быть спутан с касательным или частным затмением при равномерно ярких дисках

затмевает большая, а в другом — меньшая звезда из двух. Этим определяется различная глубина главного и вторичного минимума — абсолютная затмеваемая площадь при соответствующих фазах (отличающихся на полпериода) одинакова, а поверхностная яркость в общем случае — разная. Очевидно, тот минимум глубже, в котором затмевается компонента с большей поверхностной яркостью.

Пусть оба диска равномерно ярки. Отношение их радиусов  $r_2/r_1 = k$  (при  $k \leq 1$ ), суммарный блеск системы вне затмений есть единица, а в минимумах — соответственно  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ . Для определенности будем считать, что  $\lambda_1$  относится к тому минимуму, когда большая звезда находится впереди малой. Обозначим фотометрическую фазу в минимуме через  $\alpha_0$ . Это — наибольшая затмеваемая площадь в долях площади малой звезды. Поскольку потеря интенсивности в системе в этот момент есть  $1 - \lambda_1$ , очевидно, что светимость меньшей звезды  $L_2 = (1 - \lambda_1)/\alpha_0$ . Полпериода спустя при той же фазе  $\alpha_0$  у затмеваемой большой звезды закрыта доля площади  $k^2 \alpha_0$  и, следовательно,  $L_1 = (1 - \lambda_2)/k^2 \alpha_0$ . Но, по условию,  $L_1 + L_2 = 1$ , следовательно,

$$\alpha_0 = 1 - \lambda_1 + \frac{1 - \lambda_2}{k^2}. \quad (12.23)$$

При полном затмении (о чем говорит остановка блеска на «дне» хотя бы одного из минимумов)  $\alpha_0 = 1$ . Тогда (12.23) дает нам сразу отношение радиусов

$$k^2 = \frac{1 - \lambda_2}{\lambda_1}. \quad (12.24)$$

Гораздо сложнее обстоит дело при потемнении к краю диска. Тогда вместо  $k^2$  нужно употреблять некую довольно сложную функцию  $Q(k, \alpha_0, u)$ , для которой построены специальные таблицы.

### ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭКСЦЕНТРИСИТЕТА ОРБИТЫ У ЗАТМЕННОЙ ДВОЙНОЙ. ВРАЩЕНИЕ ЛИНИИ АПСИД

Когда орбита фотометрической двойной звезды эллиптическая, главный и вторичный минимумы отделены друг от друга уже не полу- периодом, а промежутком времени  $T_2 - T_1$  (рис. 89), который отли- чается от полупериода  $P/2$ . Отли- чие зависит от эксцентриситета  $e$  и расположения орбиты, характе- ризуемого расстоянием  $\omega$  периа- стра от узла:

Отличие зависит от эксцентриситета  $e$  и расположения орбиты, характе- ризуемого расстоянием  $\omega$  периа- стра от узла:

$$\left(T_2 - T_1 - \frac{P}{2}\right) \frac{\pi}{P} = e \cos \omega (\operatorname{cosec}^2 i + 1). \quad (12.25)$$

На рис. 84 была показана отно- сительная орбита яркой компонен- ты вокруг слабой.  $E$  и  $F$  обознача- ют положение компоненты  $I$  в нижнем и верхнем спектроскопи- ческом соединении. На кривой лу- чевых скоростей (рис. 84 и 89) им соответствуют точки пересече- ния кривой с прямой, проведенной через среднюю ординату, т. е. посе- редине между наибольшей и наи- меньшей скоростями. Отличие то- чек  $E$  и  $F$  от  $C$  и  $D$  невелико и определено составляющей  $h = e \cos \omega$  вектора эксцентриситета  $e$ . Тем же определяется, согласно формуле (12.25), уклонение вто- ричного минимума от середины между последовательными глав- ными минимумами.

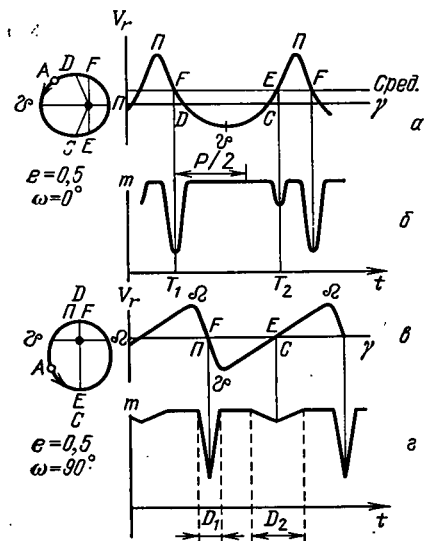


Рис. 89. Соответствие между кривыми лучевых скоростей и кривыми блеска в затменных двойных системах при двух значениях долготы периастра  $\omega = 0^\circ$  и  $\omega = 90^\circ$  и при эксцентриситете орбиты  $e = 0,5$  (расположение орбит показано слева). Так как такие большие эксцентриситеты у тесных пар встречаются очень редко, то и резко асимметричное положение вторичного минимума (кривая блеска  $b$ ) является исключительным

ными минимумами. Даже при значительном эксцентриситете моменты минимумов блеска практически совпадают с моментами спектроскопических соединений.

Вторая составляющая эксцентриситета  $g = e \sin \omega$  сказывается на продолжительности  $D$  минимума. Так, на рис. 89 при  $e = 0,5$  и  $\omega = 90^\circ$  (т. е. при  $g = 0,5$ ) вторичный минимум, происходящий, когда компонента  $A$  медленно движется в апоастре, несравненно (в три раза) продолжительнее, чем главный, происходящий, когда  $A$  находится у периастра  $\Pi$ . Именно по этому фотометрическому различию и опре-

деляют составляющую  $g$ . Соответствующая формула имеет вид ( $i=90^\circ$ ; см. рис. 89)

$$\frac{D_2}{D_1} = \frac{1+g}{1-g}. \quad (12.26)$$

Вместе с составляющей  $h$ , определенной по формуле (12.25), это дает возможность найти  $e$  и  $\omega$  в отдельности.

Как показывает небесная механика (см. § 18), благодаря взаимной приливной деформации компонент в тесной двойной системе должно происходить вращение линии апсид, т. е. линии периастр — апоастр. Поэтому кривая блеска с течением времени будет изменяться в том смысле, какой представлен на рис. 89,  $b$  и  $г$ . Дальнейшая ее эволюция приведет к уходу вторичного минимума влево от середины между двумя главными и т. д. Такие изменения действительно известны среди затменных двойных звезд, у которых полный период вращения линии апсид не слишком долгов (от нескольких десятков до немногих сотен лет).

### ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПЛОТНОСТИ КОМПОНЕНТ ФОТОМЕТРИЧЕСКИХ ДВОЙНЫХ ЗВЕЗД

Определение масс звезд у фотометрических двойных звезд невозможно. Но когда они являются спектрально-двойными и притом с двумя спектрами, то фотометрически определенное наклонение  $i$  позволяет определить  $\sin i$  и  $\sin^3 i$  и тем самым из формул (12.14), (12.17) и (12.18) получить  $a$ ,  $M_A$  и  $M_B$  в чистом виде. Далее фотометрический анализ привел к определению размеров компонент  $r_1$  и  $r_2$  в долях  $a$ . Но  $a$  теперь известно в линейных мерах (километрах), поэтому становятся известными и значения  $r_1$  и  $r_2$  в тех же мерах, откуда легко перейти к их выражению  $R_A$  и  $R_B$  в долях радиуса Солнца и получить, наконец, выраженные в долях плотности Солнца плотности компонент

$$\rho_A = \frac{M_A}{R_A^3}; \quad \rho_B = \frac{M_B}{R_B^3}. \quad (12.27)$$

Мы видим, что изучение двойной системы одновременно фотометрически и спектрально, когда в спектре присутствуют линии двух компонент, приводит к очень полному познанию физических характеристик системы, тем более поразительному, что оно принципиально может быть получено для системы сколь угодно далекой.

Если в спектре спектрально-двойной звезды проявляется только одна компонента, то столь полная характеристика физических свойств компонент невозможна без дополнительных допущений, но тем не менее плотности компонент получаются довольно просто даже в том случае, если система изучена лишь фотометрически. Для этого в формулах (12.27) напомним  $R_A = 214,9 r_A \cdot a$ ; в дальнейших формулах  $a$  выражено в астрономических единицах, множитель 214,9 мы ввели на основании того, что  $1 \text{ а. е.} = 214,9 R_\odot$ ; через  $r_A$  мы обозначили ра-



диус компоненты А, получаемый из анализа кривой блеска в долях большей полуоси  $a$  относительной орбиты (это может быть  $r_1$  или  $r_2$  в наших прежних обозначениях). Применим формулу (12.5), где  $A$  есть величина, которую мы только что обозначали через  $a$ , а  $P$  выражен в звездных годах. Но у затменных переменных  $P$  обычно выражают в средних солнечных сутках, и тогда нужно переписать (12.5) следующим образом:

$$a^3 = \left( \frac{P}{365,25} \right)^2 (M_A + M_B)$$

и, следовательно,

$$R_A^3 = r_A^3 P^2 (M_A + M_B) \frac{215^3}{(365,25)^2}. \quad (12.28)$$

Аналогичное выражение получается для  $R_B^3$ . Подставляя их в (12.27), найдем

$$\rho_A = \frac{1}{74,4 P^2 r_A^3} \frac{M_A}{M_A + M_B}, \quad (12.29)$$

$$\rho_B = \frac{1}{74,4 P^2 r_B^3} \frac{M_B}{M_A + M_B}. \quad (12.30)$$

Если опять ввести отношение  $\alpha = M_B : M_A$ , то

$$\rho_A = \frac{1}{74,4 P^2 r_A^3} \frac{1}{1 + \alpha}, \quad (12.31)$$

$$\rho_B = \frac{1}{74,4 P^2 r_B^3} \frac{\alpha}{1 + \alpha}. \quad (12.32)$$

В самом грубом предположении можно положить  $\alpha = 1$ , но обычно  $\alpha < 1$  и тем меньше, чем меньше светимость  $L$  второй компоненты. Так, можно принимать  $\alpha = 1/2$ , если  $L_B \leq 0,25$ , и  $\alpha = 1$ , если  $L_B$  заключено в пределах от 0,25 до 0,5. При каждом из этих предположений величины  $\rho_A$  и  $\rho_B$  получатся ошибочными не более чем в два раза. Формулы (12.31) и (12.32) показывают, что плотности компонент затменных двойных звезд долгого периода очень малы, например, при  $P = 100^d$  и  $r = 0,2$  плотность  $\rho \approx 10^{-4}$  по отношению к плотности Солнца. Наоборот, у весьма короткопериодических затменных переменных плотность компонент высока: при  $P = 0,2^d$  и  $r = 0,2$   $\rho \approx 10$ ; однако они не чрезмерно высоки, так как в затменных системах размеры компонент относительно велики.

### ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ЗАТМЕННЫХ ДВОЙНЫХ ЗВЕЗД

Знание параллакса визуально-двойной звезды позволяет найти массы ее компонент. Знание параллакса затменной двойной звезды позволяет определить эффективную температуру ее компонент, если известны их линейные размеры, т. е. когда затменная пара одновременно исследована как спектрально-двойная с двумя спектрами.

Действительно, можно провести такой расчет. Напишем выражения для болометрической светимости звезды и Солнца:

$$L = 4\pi R^2 \sigma T_e^4; \quad L_{\odot} = 4\pi R_{\odot}^2 \sigma T_{\odot}^4.$$

Беря  $2,5 \lg(L_{\odot}/L)$ , мы найдем разность болометрических величин  $M_b$  и  $M_{\odot}$  звезды и Солнца ( $R_{\odot}=1$ ):

$$M_b - M_{\odot} = 10 \lg T_{\odot} - 10 \lg T_e - 5 \lg R. \quad (12.33)$$

Но  $M_{\odot}=4,74^m$  и  $T_{\odot}=5785$  К. Для эффективной температуры  $T_e$  звезды получаем выражение

$$\lg T_e = -0,1 M_b - 0,5 \lg R + 4,236. \quad (12.34)$$

Болометрическая абсолютная звездная величина  $M_b$  получается из визуальной  $M_v$  путем прибавления к последней болометрической поправки  $\Delta m_b$  (КПА с. 454, таблица 26), а  $M_v$  получается из  $m_v$  по формуле  $M_v = m_v + 5 + 5 \lg \pi$ .

К сожалению, для звезд с высокой светимостью параллаксы определяются с очень большой относительной ошибкой, так как это далекие звезды. Но именно звезды ранних спектральных классов и обладают высокой светимостью, так что рассчитывать на уверенное определение их температуры по формуле (12.34) не следует. Казалось бы, что эту задачу можно решить статистически: определять  $T_e$  для большого числа звезд одинакового спектрального класса и потом усреднять, т. е. установить шкалу эффективных звездных температур по затменным двойным. К сожалению, даже неточные параллаксы звезд высокой светимости очень немногочисленны. Поэтому задачу удастся решить лишь косвенными методами звездной астрономии, определяя групповые параллаксы по собственным движениям звезд. Результат оказался неожиданным. В двух совершенно независимых исследованиях была получена очень невысокая температура для горячих звезд, а именно: для спектрального класса B1,2  $T_e=17\,000 \pm 1400$  К, для B7  $T_e=12\,900 \pm 1200$  К (по Копалу), для B3  $T_e=15\,600$  К, для B5  $T_e=13\,300$  К, а для A0  $T_e=9640$  К (по Пиловскому).

### § 13. МАССЫ И ДРУГИЕ ФИЗИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДВОЙНЫХ ЗВЕЗД. ЗАКОН МАССА — СВЕТИМОСТЬ

В настоящее время изучено с высокой точностью достаточно много двойных систем. Среди визуально-двойных это — близкие к нам звезды с большими значениями параллакса. Среди спектрально-двойных — системы с двумя спектрами, исследованные одновременно фотометрически. У первых, как правило, значения масс малые и умеренные, у вторых — умеренные и большие. Масса спутника Ross 614 (см. с. 156)—0,08 солнечной массы, — не является нижним пределом звездных масс вообще. Карликовые звезды — компоненты UV Кита (UV Cet). — имеют массы еще меньшие — 0,03—0,04  $M_{\odot}$  (см. таблицу 11).

Таблица 11

Сведения о визуально-двойных системах, исследованных наиболее тщательно

Название двойной звезды	Координаты (1950,0)		Орбитальные		Параллакс	Отношение масс $\frac{M_2}{\sum M}$	Видимая зв. величина $m$	Разность зв. величин компонента $\Delta m$	Абсолютная болометрическая величина $M_b$	Массы		Спектры
	$\alpha$	$\delta$	период $P$ , лет	б. полуось $a''$						$M_1$	$M_2$	
13 Cet	0 <sup>h</sup> 32,7 <sup>m</sup>	-3° 52'	6,9	0,24''	0,058''	0,44	5,24 <sup>m</sup>	0,6 <sup>m</sup>	+4,51 <sup>m</sup>	0,79	0,62	F7—
$\eta$ Cas	0 46,1	+57 33	480	11,99	0,170	0,39	3,45	3,79	4,72	0,76	0,48	G0V, K5+
$\epsilon$ Cet	2 37,2	-2 05	2,62	0,11	0,044	—*)	4,86	0,2	2,96	1,23	1,23	F4
$\alpha_2$ Eri (BC)	4 13,2	+7 41	248	6,9	0,201	0,31	9,29	1,68	10,26**)	0,46**)	0,21	B9**), M5e
$\alpha_1$ Aul	5 13,0	-2 57	0,29	0,056	0,074	0,53	0,05	0,15	-0,25	2,54	0,21	G5III, G0III
Ross 614	6 26,8	-2 46	16,5	0,98	0,251	0,36	10,9	3,5	+10	0,14	0,80	M6
$\alpha$ CMa	6 43,0	-16 39	49,9	7,62	0,377	0,33	-1,42	10,0	+0,79	2,2	1,67**)	A1V, A5**)
$\alpha$ CMi	7 36,8	+5 22	40,6	4,55	0,287	0,27	0,37	10,3	2,59	1,79	0,63**)	F5IV**)
$\eta$ Pup	7 49,5	+13 46	28,2	0,58	0,050	0,50	5,27	0,7	4,55	0,85	0,83	G1V
$\zeta$ Cas (AB)	8 09,3	-17 48	59,7	0,88	0,047	0,47	4,95	0,28	3,93	1,33	1,44	F7
$\psi$ Vel	9 28,7	-40 15	34,1	0,52	0,082	0,49	3,56	0,9	3,05	1,15	1,15	F0
$\psi$ UMa	11 15,6	+31 49	59,9	2,34	0,126	0,50	3,80	0,45	4,76	1,15	1,15	G0V, G0V
$\gamma$ Vir	12 39,1	-7 11	171	3,75	0,089	0,49	2,76	0,02	3,47	1,29	1,29	F0V, F0V
42 Com	13 07,6	+17 47	25,9	0,66	0,057	—*)	4,47	0,00	2,50	1,16	1,16	F5, F5
$\alpha$ 1785	13 46,8	+27 14	155	2,42	0,075	0,49	7,26	0,49	6,03	0,70	0,67	K6, K6
$\alpha$ Cen	14 36,6	-60 38	80,1	17,59	0,762	0,46	-0,30	1,24	4,39	1,02	0,89	G8V, K5
$\epsilon$ Boo	15 21,1	+19 19	150	4,88	0,145	0,48	4,57	2,15	5,36	0,91	0,79	G8V, K5
$\zeta$ CrB	16 39,4	+31 41	34,4	1,37	0,103	0,41	5,05	2,55	5,62	0,64	0,60	G8V, G2V
$\gamma$ Her	17 10,6	+45,47	14,0	1,82	0,147	0,44	9,4	2,15	2,89 <sup>†)</sup>	1,08	0,78	G0IV, K0V
$\gamma$ Aurh, 46	17 15,5	-34 56	42,1	0,84	0,065	0,48	5,9	2,55	8,5	0,36	0,29	M3
Meib (4AB)	17 34,5	+61 55	74,2	1,50	0,142	0,41	5,22	1,5	6,0	0,71	0,49	K5
26 Dra	18 02,9	+2 32	87,8	4,55	0,199	0,45	5,00	1,61	4,58	0,87	0,71	G0V
70 Oph	18 05,1	+30 33	56,4	1,03	0,058	0,42	5,04	1,75	5,33	0,89	0,65	K1V, K5V
$\delta$ 648	18 55,2	+32 50	59,8	1,26	0,059	0,47	5,21	1,8	3,86	1,12	0,63	F7V
$\delta$ Equ	21 12,0	+19 48	5,70	0,26	0,056	0,49	4,61	0,0	4,15	1,44	1,29	G0
K <sup>†</sup> 60	22 26,3	+57 27	44,5	2,39	0,233	0,49	9,59	1,58	9,1	1,55	1,51	F8V
85 Peg	23 59,5	+26 49	26,3	0,83	0,080	0,55	5,75	3,04	5,34	0,77	0,85	M4e, M6 G2V

\*) Принято 0,50, так как  $\Delta m \approx 0$ .

\*\*) Белый карлик.

\*\*\*) Субгигант. У  $\zeta$  Her главная звезда двойная с массами 0,86 и 0,22.

Те остающиеся невидимыми спутники, которые проявляют себя возмущением собственных движений ближайших к нам звезд, имеют массы совсем маленькие — до  $0,016 M_{\odot}$  у 61 Лебедя (61 Cyg), а у летящей звезды Барнарда даже  $0,0015 M_{\odot}$ . Но эти еще не совсем надежные данные относятся, вероятно, к объектам, которые следует отнести к планетам (граница между звездами и планетами лежит вблизи  $0,02 M_{\odot}$ ). С противоположной стороны последовательности звездных масс находятся компоненты горячих спектрально-двойных; среди них мы встречаем массы  $30-40 M_{\odot}$  для каждой составляющей, например, у  $\iota$  Ориона ( $\iota$  Ori), где обе компоненты имеют спектральный класс O6,5, абсолютные визуальные звездные величины  $M_b = -5,04^m$  и  $-2,76^m$ , а массы  $40,6$  и  $23,9 M_{\odot}$  соответственно. Яркая компонента так называемой «горячей звезды Пласкетта», возможно, имеет массу  $90 M_{\odot}$  и уж во всяком случае не меньше  $60 M_{\odot}$ . Различие в абсолютных звездных величинах у  $\iota$  Ориона и Ross 614 составляет почти  $22^m$  или отношение (визуальных) светимостей, равное  $6,3 \cdot 10^8$ .

Семьдесят лет назад Эддингтон из теоретических соображений предсказал существование зависимости между массой звезды и ее светимостью. Эмпирические данные подтвердили наличие такой зависимости \*), которой не подчинялись одни лишь белые карлики. Однако чем больше набиралось надежных наблюдательных данных, тем чаще обнаруживались отклонения от строгого и однозначного закона масс — светимости как у отдельных звезд, так и у целых их групп. Теория связывала болометрические светимости  $L_b$  с массами  $M$ , поэтому проверка теории проводилась путем сопоставления абсолютных болометрических звездных величин  $M_b$  с массами. В первом приближении оказалось возможным все разнообразие звездных масс и светимостей  $L_b$  представить зависимостью вида

$$L_b = k M^{3+p}, \quad (13.1)$$

где  $p \approx 1/3$ . Прологарифмировав, получим линейную зависимость

$$M_b = M_{\odot} - 2,5 (3 + p) \lg M, \quad (13.2)$$

в которой коэффициент при  $\lg M$  указывает на наклон прямой. Однако если мы обратимся к диаграмме  $M_b - \lg M$ , построенной по наиболее надежным современным данным (рис. 90), то мы обнаружим, что, даже отвлекаясь от белых карликов, одной линейной зависимостью охватить все нанесенные точки нельзя. Для левой нижней ветви (слабых звезд с  $M_b > 7,5^m$ ) подходит формула

$$M_b = 6,76 - 3,80 \lg M \quad (13.3)$$

или

$$L_b = 0,1 M^{3/2}. \quad (13.4)$$

\*) Герцшпрунг уже в 1919 г. на основании эмпирических данных заподозрил существование зависимости масса — светимость.

Для более ярких, вплоть до  $M_b = -0,3^m$  звезд,

$$M_b = 4,62 - 10,031 \lg M \quad (13.5)$$

или

$$L_b = k M^{4,0} = 1,3 M^{4,0}. \quad (13.6)$$

Для еще более ярких спектрально-двойных эта формула уже не столь хороша и должна быть заменена другой, с более медленной зависи-

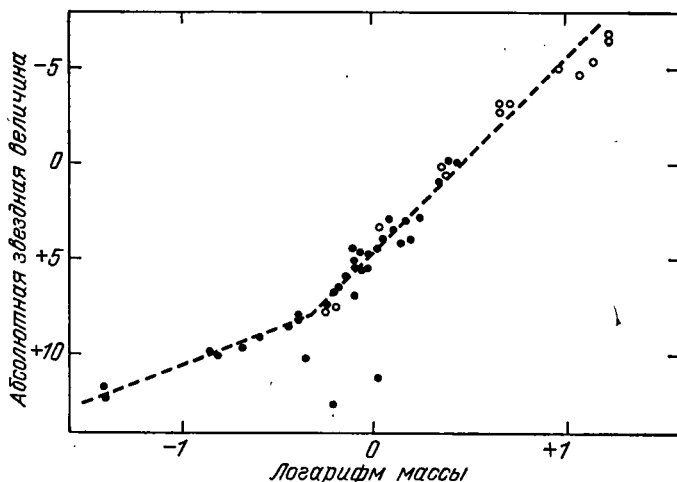


Рис. 90. Зависимость масса — светимость по визуально-двойным (черные кружки) и спектрально-двойным (светлые кружки) звездам. Отобраны наиболее полно изученные системы. Три точки в стороне отображают белые карлики

мостью  $L_b \sim M^{2,8}$ . В дальнейшем мы будем встречаться с бесспорными отклонениями от этих зависимостей (например, у 85 Pegasi, где отношение масс компонент близко к единице, а разность блеска  $\Delta m = 3,0^m$ ), но подавляющее большинство нормальных звезд им подчиняется и, каковы бы ни были теоретические основания их, они во многих случаях позволяют делать оценки масс звезд. С особым успехом закон масса — светимость применяется для оценки отношения масс  $\alpha$  по разности  $\Delta m$  блеска компонент (см. задачу 3). Все же приведенный выше пример с 85 Pegasi напоминает об осторожности при применении таких оценок, особенно в тех случаях, когда компоненты, возможно, имеют разное физическое строение. Но бывают непонятные отклонения от закона масса — светимость у звезд, сходных во всех других отношениях. Такова, например, инверсия масс у многих звезд типа W Б. Медведицы (см. § 14), где более яркая компонента является менее массивной.

Так как светимость звезд статистически связана со спектральными классами диаграммой Герцшпрунга — Рассела весьма однозначно для подавляющей доли звезд (главной последовательности), естественно,

что существует статистическая зависимость между массой звезд и их спектральными классами. Она показана в таблице 12.

Таблица 12

Средние значения массы звезд разных спектральных классов ( $M_{\odot} = 1$ )

Спектр	$M$	Спектр	$M$	Спектр	$M$	Спектр	$M$
O5—O7	32,7	A0	4	gG0	3,2	dG0	1,25
O8—O9	23,3	A5	2,2	gG5	3,7	dG5	1,07
B0—B2	13,6	F0	1,8	gK0	3,9	dK0	0,85
B3—B4	10,2	F5	1,5	gK5	5,2	dK5	0,65
B5—B7	4,7			gM0	5,7	dM0	0,52
				gM5	9,2	dM5	0,38

Что касается самой связи светимости со спектром, то у двойных звезд она не представляет никаких особенностей. Интересно проследить лишь, в какой мере внутри отдельных пар встречаются звезды, занимающие различное положение на диаграмме Герцшпрунга — Рассела. Оказывается, что когда обе компоненты визуально-двойной звезды принадлежат к главной последовательности, то спутник (менее яркая компонента) естественно оказывается более позднего спектрального класса. Наоборот, если обе компоненты — гиганты, то спутник имеет более ранний спектральный класс. Наконец, если главная звезда в паре — гигант или сверхгигант, а спутник принадлежит к главной последовательности, то спектральный класс главной звезды может быть от В до М, а спутника — такой, какой вытекает из его абсолютной звездной величины, и обычно он более ранний.

Все же, если существует различие в спектрах компонент двойной звезды, оно несколько меньше, чем у одиночных звезд с той же разностью абсолютных звездных величин. У тесных двойных звезд наблюдаются те же закономерности, однако в них резко выступают еще две особенности. При комбинации позднего гиганта или сверхгиганта с горячей звездой главной последовательности последняя, будучи менее яркой визуально, может оказаться более яркой, т. е. главной компонентой, фотографически или в ультрафиолете. Кроме того, среди затменных переменных часто встречается комбинация звезды главной последовательности с субгигантом. Дело в том, что затмения в системах, где яркая звезда сочетается с более слабой, но больших размеров, имеют большую амплитуду и потому легче обнаруживаются, чем в случае, когда большая звезда имеет и большую светимость (см. рис. 87).

Здесь мы встречаемся с примером *наблюдательной селекции*, т. е. избирательностью в отношении наблюдаемых объектов. Мы уже познакомились с такой селекцией, когда говорили о воз-

возможности обнаружения тесных двойных систем спектральным или фотометрическим путем лишь при наклонении орбиты, близком к  $90^\circ$ .

В таблице 11 мы встретились с двумя примерами сочетания нормальной звезды с белым карликом. Имеются случаи сочетания двух белых карликов; правда, эти случаи немногочисленны из-за трудностей обнаружения и наблюдения столь слабых объектов, как белые карлики. В целом можно утверждать, что среди двойных звезд встречаются любые комбинации компонент. Всестороннее изучение их спектральными, фотометрическими и визуальными методами вскрывает перед нами большое разнообразие физических свойств звезд, которые у одиночных звезд обычно ускользают от исследования. Мы остановимся поэтому на них особо.

## § 14. ФИЗИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЗВЕЗД В ДВОЙНЫХ СИСТЕМАХ

### РАЗНЫЕ ТИПЫ ТЕСНЫХ ДВОЙНЫХ СИСТЕМ

Для изучения того или иного физического многообразия необходима разумная классификация. В применении к широким парам существующие классификации основываются чаще всего на учете места, занимаемого компонентами на диаграмме Герцшпрунга — Рассела, и всевозможных их сочетаний. У тесных пар классификация может быть проведена на основе большего числа признаков, среди которых едва ли не важнейшую роль играет относительная близость компонент.

Рассмотрим прежде всего два крайних случая среди затменных пар: системы с гигантом в качестве главной компоненты и пары из очень близких друг к другу карликов.

В системе  $\zeta$  Возничего ( $\zeta$  Aurigae) гигант класса K3 или K4 Ib сочетается с нормальной горячей звездой B8. Ослабления блеска повторяются через 972 дня. Визуально они невелики — около  $0,2^m$ , но в фотографических лучах минимумы имеют глубину  $0,7^m$ , а в ультрафиолетовых — даже  $2,2^m$ . Уже это одно указывает на то, что во время минимума горячая звезда B8 скрывается за холодной K3. Само исчезновение звезды B8 происходит очень быстро (рис. 91), всего за полтора дня, после чего она остается невидимой в течение 37 дней. Приблизительно в таком же отношении 1,5 : 37 должны быть и размеры этих звезд. Из сопоставления указанных промежутков времени с периодом обращения 972 дня и наблюдаемыми скоростями движения компонент по орбите с достаточной уверенностью определяются диаметры компонент K3 и B8 соответственно в 190 и 7 солнечных диаметров. Массы же их равны  $14 M_\odot$  и  $8 M_\odot$ . Затмение звезды B8 великолепно прослеживается спектроскопически. Когда звезда B8, излучение которой в сине-фиолетовой части спектра преобладает, скрывается, суммарный спектр  $\zeta$  Возничего испытывает резкие изменения. Изменения начинаются задолго до начала фотометрического затмения. В это время относительно малая звезда B8 движется позади

исполинской хромосферы звезды-гиганта КЗ, пронизывая ее своими лучами. Тогда поглощение разными элементами, находящимися в хромосфере гиганта КЗ, позволяет производить последовательно анализ состава звездной атмосферы на разных глубинах, а также характер движений, проявляющихся в них. Хромосферное затмение в системе  $\zeta$  Возничего можно проследить по фраунгоферовым линиям еще на высоте 85 млн км. Высота однородной атмосферы (см. § 4)  $H$  оказывается для металлов от  $10^6$  до  $10^7$  км, что на много порядков превышает высоту однородной атмосферы в хромосфере Солнца,

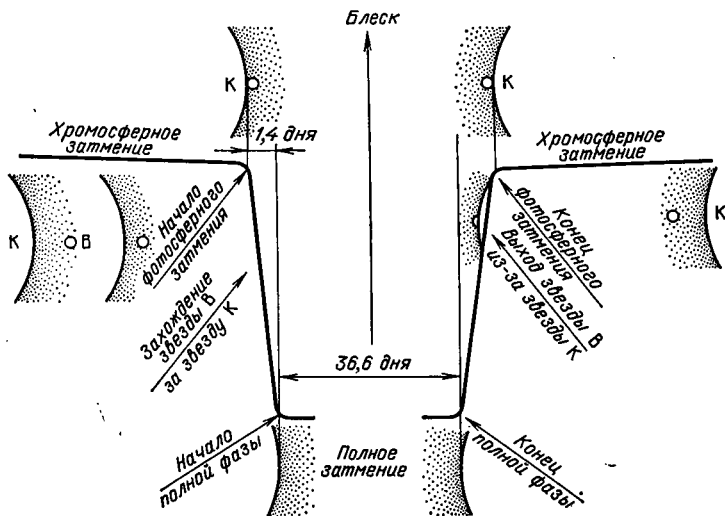


Рис. 91. Фотометрические явления в системе  $\zeta$  Возничего во время затмения горячей звезды В8 холодной звездой КЗ. Показано взаимное расположение компоненты В8 относительно края звезды КЗ при соответствующих фазах кривой блеска

во всяком случае она несравненно больше, чем это можно было бы объяснить уменьшением значения ускорения силы тяжести  $g$ . Явление это, общее всем сверхгигантам, описывают так, как будто эффективное значение  $g_{эф}$  много меньше вычисленного. Не следует упускать из виду также, что спектральные линии у таких звезд показывают эффекты очень энергичного турбулентного перемешивания со скоростями до 20 км/с. Вероятно, поэтому и температура в атмосферах сверхгигантов держится достаточно высокой (порядка 4000—5000 К) даже в верхних слоях.

Звезды 31 Лебеда (31 Cyg;  $P=3780^d$ ; рис. 92) и 32 Лебеда (32 Cyg;  $P=1148^d$ ) очень похожи на систему  $\zeta$  Возничего; звезда VV Цефея (VV Cep;  $P=7430^d=20,4$  лет) сочетает в себе компоненты M2 и B8 очень большой массы (47 и 38  $M_{\odot}$ ) и размеров (1220 и 80  $R_{\odot}$ ); сверхгигант  $\epsilon$  Возничего ( $\epsilon$  Aur) F0 Ia, с периодом повторяемости затмений  $9898^d=27,2$  года, представляет ту загадку, что во время полного затмения компоненты F0 Ia спектр ее продолжает быть видимым. По-



следнее дало повод считать, что в этой системе главная компонента — полупрозрачная очень холодная звезда исполинских размеров (до  $3000 R_{\odot}$ ), излучающая лишь в инфракрасной области спектра, но все

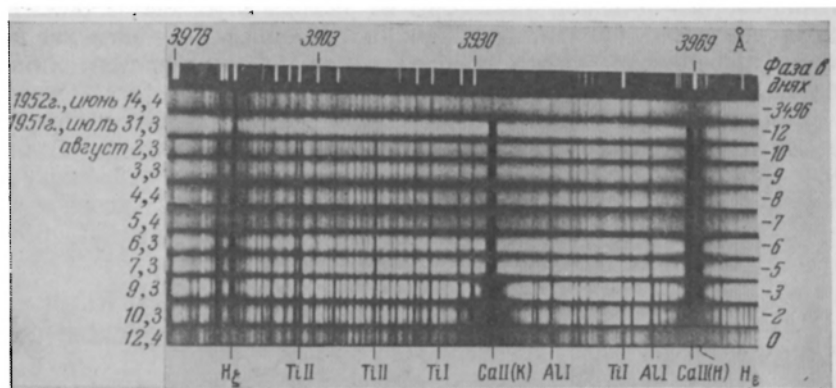


Рис. 92. Изменение спектра 31 Лебедя вблизи и во время затмений. Справа указано, за сколько дней до наступления полной фазы получена каждая спектрограмма. Первая и последняя спектрограммы сняты во время полного затмения, когда звезда В3 V скрыта за сверхгигантом К3 Ib (их диаметры составляют соответственно 4,7 и 174 солнечных диаметра, а массы 9 и 18 солнечных масс). Все остальные спектрограммы сочетают в себе признаки сложного спектра В3+К3. Спектр В3 хорошо проявляет себя в бальмеровских линиях  $H_{\epsilon}$  и  $H_{\gamma}$ . В двух предпоследних спектрограммах, снятых во время частных фаз затмения, признаки спектра К3 быстро усиливаются, в частности, линии Н и К становятся широкими и размытыми (спектры обсерватории Виктория, Канада)

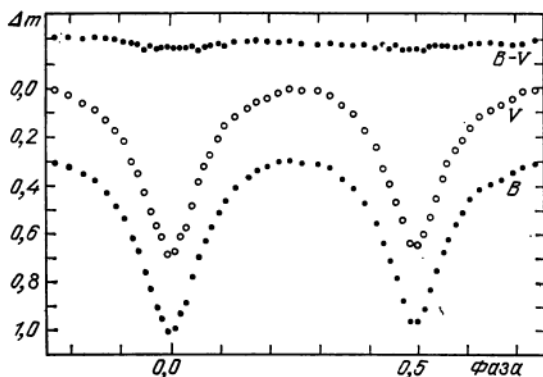


Рис. 93. Кривые блеска звезды ER Ориона (ER Ori), относящейся к типу W Б. Медведицы в V- и B-лучах

попытки обнаружить эту звезду были безуспешными. Сходное сочетание имеется у более быстрой переменной BL Телескопа (BL Tel; с F8+M) с периодом 778 дней.

Противоположный случай — пары, состоящие из двух очень близких друг к другу карликов — проявляется в звездах типа W

Б. Медведицы (*W Ursae Majoris*), обладающих очень коротким периодом в несколько часов и непрерывным изменением блеска (рис. 93), так как, кроме изменений, связанных с затмениями, непрерывно изменяется также площадь проекции компонент на картинную плоскость: компоненты сильно вытянуты навстречу друг другу и сохраняют вытянутость независимо от орбитального движения. Кроме того, обе компоненты в звездах *W UMa* почти одинаковы по размерам и физическим свойствам, и потому главный и вторичный минимумы мало отличаются глубиной.

У этого рода звезд нередко наблюдаются отклонения от обычных закономерностей: например, главная звезда в паре бывает слабее, чем следует по ее массе из закона масса — светимость; вторичные компоненты, наоборот, слишком ярки для своих (малых) масс. Часто более яркая и более массивная компонента обладает меньшей поверхностной яркостью, так что при ее затмении наблюдается не главный, а вторичный минимум. Звезды типа *W UMa* принадлежат к поздним спектральным классам и среди них намечается зависимость: чем более ранний спектральный класс имеет звезда, тем больше ее период переменности, так что когда спектральный класс становится совсем ранним, например А или В, то кривая блеска трансформируется к типу, изображенному на рис. 82, а периоды оказываются длиннее одних суток, — это уже звезды типа  $\beta$  Лиры.

### КОНТАКТНЫЕ СИСТЕМЫ

Для звезд типа *W UMa* и  $\beta$  Лyr характерной оказывается очень большая близость компонент друг к другу. Так как размеры орбиты при прочих равных условиях тем меньше, чем короче период орбитального движения, то, очевидно, для звезд данных размеров самый короткий период определяется сближением компонент до соприкосновения их поверхностей, до полного контакта. Расчеты это подтверждают. У более массивных и более крупных ранних звезд в системах типа  $\beta$  Лyr наименьший возможный период лежит в области  $>1^d$ , а у малых компонент *W UMa* он снижается до нескольких часов.

Но что такое полный контакт у звезд с разреженными газовыми внешними слоями? У одиночной звезды, если она не гигант, внешняя граница хорошо определена как высокой непрозрачностью вещества, так и высоким значением ускорения силы тяжести. Наоборот, у быстро вращающихся компонент тесной двойной системы центробежное ускорение совместно с мощными приливными ускорениями, идущими от близкой другой компоненты, приводит к тому, что значение  $g$  на поверхности звезды сильно падает и может упасть до нуля. Соответствующие газовые частицы перестают в этом случае принадлежать отдельной компоненте, но принадлежат системе в целом. Небесная механика определяет соответствующую пространственную границу при помощи *предельной поверхности Роша*, имеющей форму песочных часов с точечной перемычкой между обеими лопастями, внутри кото-

рых находятся соответствующие компоненты (рис. 94). Форма предельной поверхности Роша и место перемычки вполне определяются отношением масс  $M_1/M_2$ .

Будем для простоты рассматривать массы  $M_1$  и  $M_2$  сосредоточенными в точках  $O$  и  $O'$ , совпадающих с центрами компонент\*), расстояние между которыми обозначим через  $A$ . Осовое вращение компонент будем считать происходящим с тем же периодом, что и орбитальное вращение. С тем же периодом заставим вращаться оси координат. Вокруг точек с массами  $M_1$  и  $M_2$  (или  $1-\mu$  и  $\mu$ , если принять  $M_1+M_2=1$ ) во вращающейся системе координат имеется стационарное гравитационное поле, которое можно описать с помощью эквипотенциальных поверхностей, прогрессивно изменяющих свою форму при изменении гравитационного потенциала. Если последний обозначить через  $U$ , то за параметр, определяющий форму поверхностей, удобно принять величину

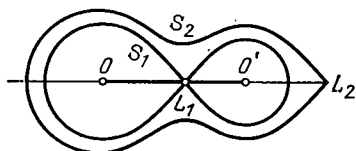


Рис. 94. Предельные поверхности в двойной системе  $O$  и  $O'$  с отношением масс  $2:1$ .  $S_1$  — предел Роша, определяющий динамические границы компонент в двойной системе,  $S_2$  — поверхность, определяющая границы всей системы,  $L_1$  и  $L_2$  — первая и вторая лагранжевы точки

$$C = \frac{2AU}{G(M_1 + M_2)} \quad (14.1)$$

( $G$  — гравитационная постоянная). Величина  $C$  называется *постоянной Роша*. Пока она велика, поверхность проходит близко к точкам  $M_1$  и  $M_2$  и распадается на две замкнутые фигуры, объемлющие каждую точку в отдельности. При некотором значении  $C=C_0$  обе эти фигуры разрастаются до соприкосновения в точке, которая называется первой лагранжевой точкой и обозначается  $L_1$  (она тем ближе к спутнику, чем меньше его масса). Сама поверхность называется *пределом Роша*, потому что при дальнейшем убывании  $C$  две петли эквипотенциальной поверхности перестают существовать раздельно, а поверхность превращается в однополостную, напоминающую те же песочные часы, но с широкой перемычкой (см. поверхность  $S_2$  на рис. 94). При еще меньших значениях  $C$  эта поверхность становится разомкнутой (в области пространства над и под плоскостью орбиты). Разрыв происходит, когда эквипотенциальная поверхность достигает второй лагранжевой точки, находящейся с внешней стороны спутника  $M_2$ .

Каждая из описанных поверхностей может быть рассмотрена и под другим углом зрения как *поверхность нулевой скорости* (или поверхность Якоби). Скорость какой-либо частицы при данных начальных условиях достигает нуля на определенной уровневой поверхности, которая становится поэтому непроходимой для частицы. Частицы, обладающие большей начальной скоростью, способны уйти от выбросившей ее компоненты дальше, выйти за предел Роша и даже за пределы второй поверхности  $S_2$ . Особенно благоприятны условия для пересечения предела Роша вблизи точки  $L_1$ , где происходит накопление вещества. Затраты энергии на уход частиц из этой точки внутрь лопасти, принадлежащей второй компоненте, будут меньше, чем при всяком другом выходе частицы из других точек поверхности звезды, так как им приходится пересекать предел Роша и переходить в области с большей потенциальной энергией.

### ТРИ ТИПА ТЕСНЫХ ДВОЙНЫХ СИСТЕМ

Предельная поверхность Роша определяет наибольшие возможные размеры компоненты тесной двойной системы, при которых звезда сохраняет устойчивость. Системы, в которых обе компоненты далеко

\*) Вопрос более детально рассмотрен в книге: Мультон Ф. Р. Введение в небесную механику. — М.: ОНТИ, 1935. — С. 252 и далее.

не достигают предела Роша, называются *разделенными* (рис. 95). Если одна из компонент достигает предела Роша, система называется *полуразделенной*. Когда обе компоненты заполняют свои полости предела Роша, систему называют *контактной*.

Нетрудно предвидеть, что будет происходить в системе полуразделенной. Достаточно ничтожных импульсов, чтобы вещество с поверхности спутника покинуло звезду и начался постоянный уход частиц через первую либрационную точку в другую полость предельной поверхности Роша. Он происходит легко, без затраты энергии, так что создается перекачка газовых масс от спутника к главной звезде. Возможно, что в процессе эволюции звезда стремится расшириться, и если при этом она превзойдет размеры предела Роша, то перекачка вещества к другой компоненте приобретает постоянный характер, так как с потерей массы размеры полости Роша сокращаются. Такой односторонний переход может принять характер двустороннего обмена в контактных парах.

Как указывалось выше, затмения легче обнаружить в тех парах, где яркая звезда относительно малых размеров имеет большого спутника с пониженной поверхностной яркостью. Обычно это — субгигант, часто весьма пониженной массы, для которого полость предела Роша имеет малые размеры, так что звезда эту полость заполняет. Таковы многие звезды *типа Алголя* по старой классификации затменных переменных звезд. Признаки неустойчивости у них наблюдаются с трудом.

В контактных парах эти признаки заметны легче, проявляясь в появлении эмиссионных линий К и других в спектре, в неустойчивости кривой блеска, которая у данной пары меняется со временем от одного орбитального цикла к другому, и в неустойчивости периода.

Но больше всего признаков неустойчивости наблюдается в системах, где размеры одной или обеих компонент выходят за пределы Роша, так что внутри системы в пространстве между первой и второй предельными поверхностями (см. рис. 94) свободно движутся газовые потоки, порой столь обильные, что они создают динамически сложные газовые кольца или даже оболочки, внутри которых обращаются по своим орбитам обе компоненты двойной системы. Звезда  $\beta$  Лиры, наряду со многими сходными с ней парами, представляет образец таких сложных неустойчивых систем.

Намеченная здесь классификация тесных пар по признаку относительных размеров компонент, с выделением трех классов — разде-

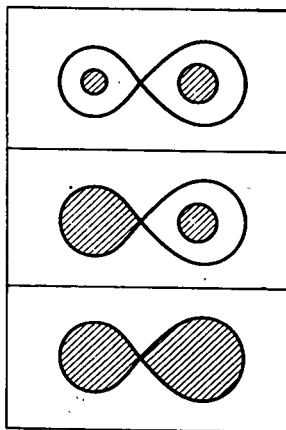


Рис. 95. Три типа тесных двойных систем. Показаны размеры компонент внутри предельных поверхностей Роша (построенных для отношения масс  $M_2 : M_1 = 0,6$ ; более массивная звезда — справа). Сверху вниз показаны последовательно разделенная, полуразделенная и контактная системы.

ленных, полуразделенных и контактных двойных,— охватывает 90 % всех известных затменных пар. Отдельно от этих классов следует рассматривать гигантские системы, подобные  $\zeta$  Возничего, хотя формально они могут быть отнесены к разделенным парам, и неустойчивые звезды, как  $\beta$  Лиры, RX Кассиопеи (RX Cas), UX Единорога (UX Mon), с газовыми оболочками.

Неустойчивость в двойных системах ярко проявляется в наблюдаемых лучевых скоростях звезд, входящих в состав тесных пар. Эти наблюдения, кроме орбитального движения, дают нам представление об осевом вращении звезд и движении газовых масс. Рассмотрим прежде всего эффекты вращения звезд вокруг оси, с которыми мы познакомились раньше из иных соображений.

### ОСЕВОЕ ВРАЩЕНИЕ КОМПОНЕНТ В ТЕСНЫХ ПАРАХ

Для обнаружения осевого вращения компонент в тесных парах создается особенно благоприятная обстановка во время затмений, так как в известных фазах фотометрического затмения от диска затмевае-

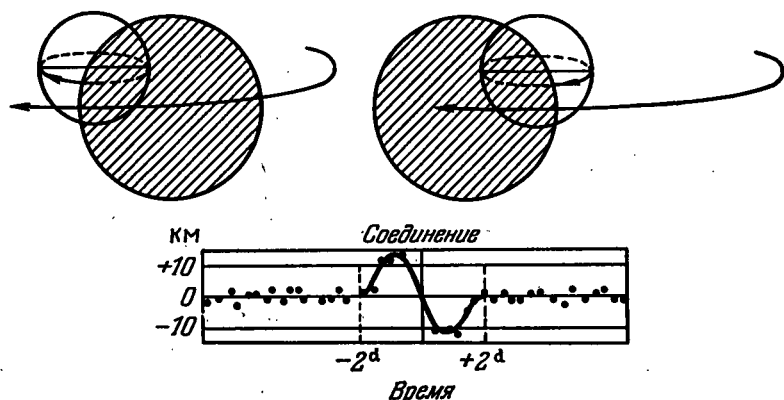
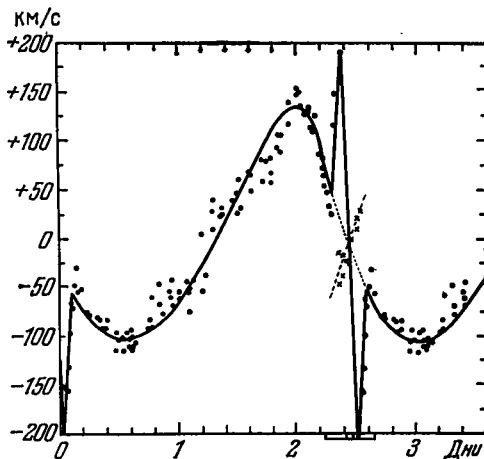


Рис. 96. К обнаружению осевого вращения в затменных системах (см. текст)

мой звезды остается видимым только один край (рис. 96), а при другой фазе открывается край противоположный. Особенно отчетливо это явление выступает при полных затмениях, и если направления осевого и орбитального вращения совпадают, то незадолго до наступления полной фазы должны наблюдаться избыточные положительные лучевые скорости, а вскоре после окончания затмения — отрицательные. Фактически это и наблюдается во многих случаях, один из которых представлен на рис. 97. Вблизи затмения наблюдаемая лучевая скорость уклоняется от средней кривой вначале в положительную, а затем в отрицательную сторону.

Выводимая отсюда огромная скорость вращения на экваторе главной компоненты (свыше 200 км/с) вполне гармонирует с большой шириной и размытостью линий этой звезды, наблюдаемых в других фазах орбитального периода. Такая же размытость наблюдается у спектральных линий звезд типа W UMa. У этих последних сопоставление ширины линий и размеров компонент вполне гармонирует с коротким периодом, в предположении, что и осевое вращение имеет тот же период. В случае U Cep, где орбитальный период много длиннее,

Рис. 97. Кривая лучевых скоростей U Цефея. Резкие отклонения скоростей во время затмения сначала в положительную, а затем в отрицательную сторону бросаются в глаза. Они свидетельствуют об осевом вращении яркой компоненты в том же направлении, что и орбитальное вращение. Скорость вращения на экваторе до 200 км/с. Во время затмения наблюдается также спектр спутника — субгиганта класса G8, на основании чего можно построить необходимый отрезок кривой лучевых скоростей спутника (прерывистая прямая среди крестиков). (Обсерватория Мак Дональд)



почти 60 часов, наблюдаемое быстрое вращение звезды указывает на то, что период осевого вращения в 4,5 раза короче орбитального периода.

Когда затмение неполное, спектральные линии приобретают сильную асимметрию, сообразно тому, что в незакрытой части диска затмеваемой звезды преобладают удаляющиеся или приближающиеся к наблюдателю области.

## ГАЗОВЫЕ ПОТОКИ В ТЕСНЫХ ПАРАХ

Добавочные трудности в интерпретации тесных двойных систем возникают в тех случаях, когда фотометрические наблюдения указывают на круговую орбиту, а спектральные — на эллиптическую. Источником таких расхождений оказывается, во-первых, то же осевое вращение компонент, когда его не удастся установить с полной очевидностью, а, во-вторых, деформация кривой лучевых скоростей главным образом около фазы главного затмения. Если наблюдения, сделанные при этих фазах, устранить из рассмотрения, то орбита получается или мало эксцентричной, или круговой; в полном соответствии с фотометрическими результатами. Ключ к пониманию таких деформаций дает

различное (качественно и количественно) их проявление в линиях различных элементов. Так как зарождение последних приходится на разные атмосферные уровни и требует разных условий возникновения, в частности, возбуждения и ионизации атомов, можно сделать вывод, что в тесных двойных звездах на разных высотах и в разных областях около компонент существуют систематические газовые потоки, направленные от одной компоненты к другой или вокруг обеих, в соответствии с теми динамическими соображениями, которые были высказаны выше (с. 183—186).

Рассмотрим несколько подробнее систему  $\beta$  Лиры. Раньше полагали, что эта тесная пара состоит из двух горячих звезд классов B5 и B8, причем первая из них проявляется в спектре эмиссионными и абсорбционными линиями HeI и H $\gamma$ . Однако детальный анализ всех сложных спектральных превращений привел к заключению, что линии спутника в спектре этой звезды не проявляют себя ни при какой фазе и, следовательно, спутник должен обладать малой светимостью и значительно меньшей, чем звезда B8, поверхностной яркостью. Из кривой блеска следует, что спутник относится к спектральному классу F. Что же касается наблюдаемого спектра B5e, то он принадлежит газовому потоку большой мощности, истекающему из звезды B8 к задней (по направлению движения) стороне спутника F. Другой поток, более холодный, вытекает из передней стороны спутника. На рис. 98, где приведен ряд спектров  $\beta$  Лиры, расположенных в порядке возрастания фаз (они указаны справа), продольное расположение спектров согласовано так, чтобы положение линии K ионизованного кальция ( $\lambda$  3934), образовавшейся в межзвездном пространстве (очень тонкая и резкая) и потому несмещенной, было одинаково. Тогда положение звездных линий будет прогрессивно изменяться с фазой в соответствии с перемещением компоненты B8 в орбите. В то же время линия HeI  $\lambda$  3889 оказывается почти стационарной (но не полностью) и около нее с длинноволновой стороны появляется эмиссионная полоса, переменная по ширине и по положению в спектре. Другая гелиевая линия  $\lambda$  3965 тоже почти стационарна, а около линии CaII  $\lambda$  3968, которая составляет бленду с водородной линией H $\epsilon$ , вскоре после главного минимума (фазы 0,0419P и последующие) появляется эмиссионная полоса. Ясно, что эти линии не участвуют в орбитальном движении, но образуются в газовых потоках, которые нами рассматриваются под разными углами при обращении компонент в орбите. В одних случаях эти потоки проектируются на звезду и тогда в спектре наблюдается линия поглощения, в других случаях мы видим их проектирующимися мимо звезд и тогда они дают эмиссионные полосы, ширина которых указывает на «набор» скоростей в потоке от 80 до 360 и от 140 до 200 км/с. При известных взаимных положениях звезд относительно земного наблюдателя потоки затмеваются компонентами и принадлежащие им спектральные детали отсутствуют. Все это учтено в схеме на рис. 99. Конечно, выбрасываемые с большой скоростью газовые массы могут продолжать удаляться от обеих компонент прочь за пре-

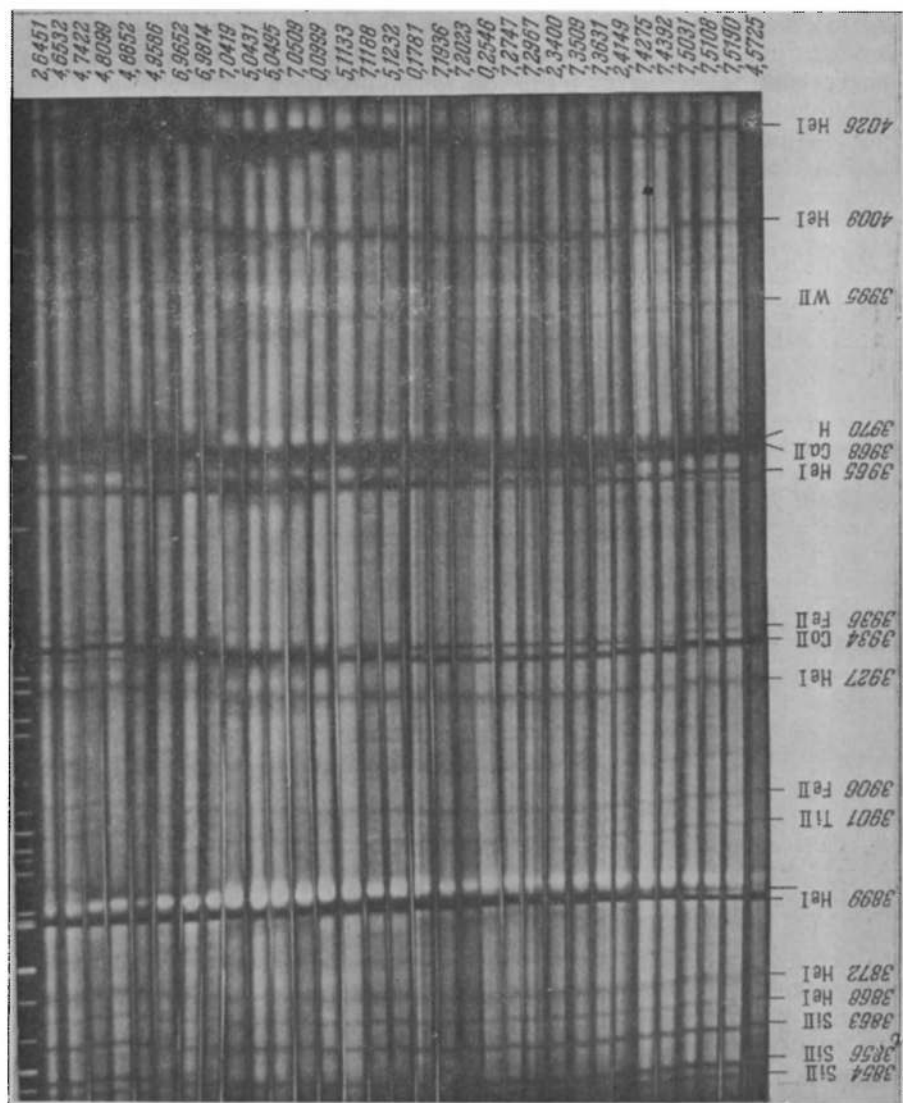


Рис. 98. Спектральные изменения в Лирах с фазой. Многочисленные спектры в Лирах сопоставлены так, что линии Ca II  $\lambda$  3854 межзвездного кальция в разных спектрах расположены одна под другой. Тогда другие линии изменяют свое положение в спектре в зависимости от фазы. Фазы отмечены справа от спектров и выражены в десятичных долях периода (на целые части фазы не следует обращать внимания)



делу системы. Расчеты показывают, что в этом случае движение происходит по медленно разворачивающейся спирали. Система  $\beta$  Лиры постепенно теряет массу и притом довольно быстрыми темпами. Уменьшение массы системы должно сопровождаться (по III закону Кеплера) увеличением периода, что у  $\beta$  Лиры и наблюдается: он удлиняется за каждый оборот на  $0,20^d \cdot 10^{-5}$  или на  $1,5 \cdot 10^{-7}$ -ю долю периода. Если

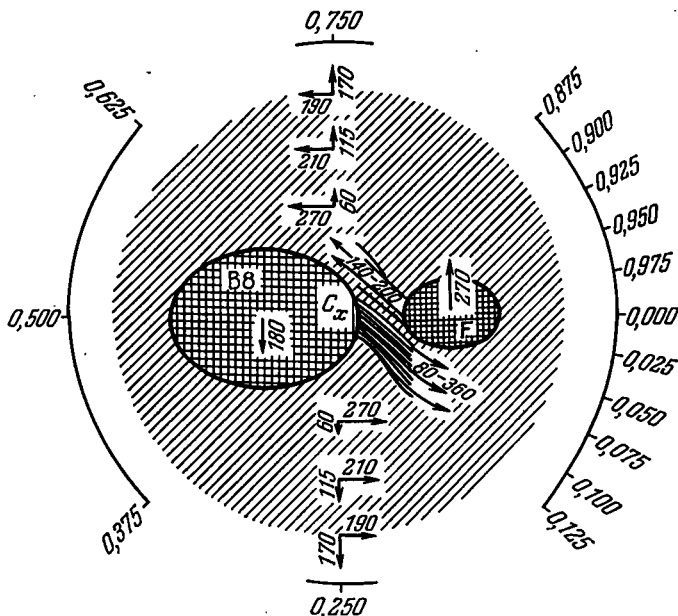


Рис. 99. Схема системы  $\beta$  Лиры. Указаны взаимное расположение, размеры и скорости компонент B8 и F, а также газовые потоки и их скорости. Для удобства изображения картина представлена так, как будто наблюдатель кружится вокруг системы. Положение наблюдателя при разных фазах отмечено на дугах окружности. Затененный большой круг означает газовую оболочку системы, которая постепенно рассеивается по спиральным путям наружу, в межзвездное пространство

это устойчивое замедление, то оно должно сопровождаться непрерывным увеличением расстояния между компонентами, т. е. превращением системы  $\beta$  Лиры в разделенную.

Сходные явления обнаруживают UX Mon, RZ Sct, SX и RX Cas и многие другие. В простейшем случае, как показывают небесномеханические расчеты, выброс вещества из звезды, близкой к пределу Роша, может привести к образованию в орбитальной плоскости вокруг другой компоненты сравнительно малого кольца, несколько неоднородного и вращающегося в прямом направлении. В системе RW Tau, где спутник очень слаб по сравнению с главной звездой, во время полного затмения, отличающегося большой длительностью, блеск системы падает на  $4,3^m$ , в спектре появляются слабые эмиссионные линии, вначале смещенные в красную сторону спектра, а потом в фиолетовую, как абсорбционные линии U Ser вследствие вращения. Для

системы RW Тау подходящей моделью служит газовое кольцо, вращающееся вокруг звезды B9 с очень большой скоростью в 350 км/с (см. об этом еще в § 22).

Как своего рода резюме всего сказанного в этой главе о физических свойствах двойных звезд, приведем в таблице 13 физические характеристики наиболее типичных звезд и их комбинаций в парах, поскольку именно эти свойства должна объяснить теория внутреннего строения звезд, к которой мы обратимся в следующей главе.

Таблица 13

Физические характеристики звезд различных классов, входящих в тесные двойные системы

Типы звезд в системе	Название системы	$P$ , сутки	Sp	$M_V$	$T_e$ , K	$M/M_\odot$	$R/R_\odot$	$\rho/\rho_\odot$
Горячие сверхгиганты в контакте	V 348 Carinae	5,562	B B1 III	-5,8 <sup>m</sup>	29 700	32	18,9	$4,8 \cdot 10^{-3}$
				-5,6	26 200	29	19,3	$4,1 \cdot 10^{-3}$
Горячий сверхгигант и звезда ГП *)	$\delta$ Orionis A	5,732	O9,5 II B1	-5,5	29 000	28	19	$4,1 \cdot 10^{-3}$
				-3,0	26 000	10	9	$1,4 \cdot 10^{-2}$
Обе звезды ГП	Y Cygni	2,996	B0	-4,9	22 000	18	6	$8,3 \cdot 10^{-2}$
То же	TT Aurigae	1,333	B0	-4,9	22 000	18	6	$8,3 \cdot 10^{-2}$
			B3	-1,4	16 000	6,7	3,7	0,13
»	RX Herculis	1,779	B7	-1,2	13 000	5,3	3,4	0,13
			A0	0,8	10 000	2,1	2,3	0,17
»	YY Geminorum	0,814	A0	1,3	9 900	1,9	1,8	0,32
			M1	9,3	3 500	0,64	0,62	2,7
»	CM Draconis	1,268	M1	9,5	3 500	0,64	0,62	2,7
			M4e	12,6	3 150	0,24	0,25	15,4
То же, но система контактная	W Ursae Majoris	0,334	M4e	12,7	3 150	0,21	0,24	15,2
			F8	4,1	6 200	1,3	1,1	0,98
Звезда ГП и субгигант	U Cephei	2,493	F7	4,7	6 200	0,6	0,6	2,8
			B8	-0,6	12 000	4,8	2,7	0,24
Сверхгигант и звезда ГП	VV Cephei	743,0	G8	2,3	4 000	1,9	4,6	0,02
			cM	-5,5	3 000	24	1900	$3,5 \cdot 10^{-3}$
То же	$\zeta$ Aurigae	972,1	B8	-3,4	12 000	24	19,5	$3,2 \cdot 10^{-3}$
			K4 II	-2,5	3 700	8,3	160	$2,0 \cdot 10^{-5}$
Два гиганта	$\alpha$ Aurigae	104,0	B6 V	-1,1	14 000	5,3	2,3	0,43
			G5 III	-0,3	4 650	3,09	14	$1,1 \cdot 10^{-3}$
Звезда ГП и белый карлик	V 471 Tauri	0,521	G0 III	0,1	5 300	2,95	8	$5,8 \cdot 10^{-3}$
			K2 V	6,3	4 900	0,70	0,8	1,37
Звезда ГП и звезда Вольфа — Райе	V 444 Cygni	4,212	B	11	28 000	0,72	0,010	$7,2 \cdot 10^5$
			O6	-5	30 000	35	12,5	$1,8 \cdot 10^{-2}$
			WN 5	-3,5	80 000	19,5	3	0,7

\*) ГП — главная последовательность

К таблице 13 можно сделать еще дополнения о звездах очень больших и очень малых масс, которые определены косвенным путем. В комплексе горячих звезд, погруженных в туманность, окружающую звезду  $\eta$  Киля (Carinae), выделяется звезда HD 93129A. Ее спектральный класс O 3If, а абсолютная величина  $M_B = -11,5^m$ , так что светимость  $L = 3 \cdot 10^6 L_\odot$ , гипотетическая масса  $M \approx 120 M_\odot$ .

С другой стороны, таблицу 13 можно дополнить группой звезд очень малой массы. На расстоянии всего лишь 6 пк от нас находится квинтет весьма холодных звезд (M4 и позже) Wolf 629 и 630 (A, B, C), из которых 630 A и B образуют пару с расстоянием 0,2", а 630 C = VB8 — другую пару, разделенную расстоянием всего 1". Вся эта совокупность вытянута приблизительно на 300", но так как она расположена к нам в 80 раз ближе, чем Трапедия Ориона, то длина цепочки W 629—630 сравнима размерами с последней.

Спутник у 630 C обнаружен в инфракрасном диапазоне и имеет  $T_e \approx 1400$  K, светимость  $L = 0,00003 L_\odot$ , а массу  $< 0,05 M_\odot$ . Скорее всего, он еще не обладает ядерными источниками энергии.

### МНОГОЧИСЛЕННОСТЬ ДВОЙНЫХ ЗВЕЗД

В заключение рассмотрим еще один важный вопрос: насколько многочисленны двойные звезды? Ответить на этот вопрос очень нелегко, потому что далеко не все двойные звезды могут быть нами открыты в силу наблюдательной селекции: широкие пары, находящиеся на далеком расстоянии, видны нам под слишком малыми углами, а выглядят они рядовыми слабыми звездами среди звезд, очень многочисленных на небе; не могут быть обнаружены спектрально-двойные с наклонением  $i$ , далеким от  $90^\circ$ , и т. п. Но среди близких к нам звезд, уже выявленных современной астрономией довольно полно, процент двойных оказывается неожиданно высоким. Также высок процент спектрально-двойных среди ярких звезд. Из шести ближайших к нам звезд пять являются двойными или сложными:  $\alpha$  Centauri (тройная), звезда Барнарда (с невидимым спутником), звезда Лаланд 21185 (тоже), Сириус (визуально-двойная), звезда L728-8 (тоже) и лишь звезда Вольф 359, возможно, одинока. С другой стороны, Солнце никак нельзя считать одиночным телом. Среди более широкого круга близких к нам звезд процент неодинокных достигает 43 %, а среди ярких звезд неба — даже 50 %. Тут уже встречается большое количество спектрально-двойных звезд, которые особенно часты (выше 50 %) среди звезд типа Вольфа — Райе и металлических звезд. В среднем среди звезд ранних спектральных классов процент спектрально-двойных близок к 50 %, среди более поздних он меньше, но все же значителен.

Таким образом, нет оснований считать двойные звезды чем-то редким или исключительным. На самом деле, может быть, следует считать именно их типичными представителями среди звезд.

## ЗАДАЧИ К ГЛАВЕ III

1. Систему 32 Волос Вероники (32 Comae) образуют две звезды класса F5,  $m_A = m_B = 5,22^m$ . Наклонение орбиты принимается равным  $90^\circ$ . Фактически оно отличается от  $90^\circ$ , так как затмения в этой системе не наблюдаются. Найти наименьшее значение угла  $90^\circ - i$ , исходя из того, что большая полуось орбиты в этой системе равна  $0,66''$ , параллакс  $0,057''$ , а спектры компонент F5V (см. КПА 452). В уточнение полученных результатов учесть дополнительно, что орбита этой пары эксцентрична,  $e = 0,37$ , а линия апсид приблизительно направлена на Землю. Найти также, как долго длилось бы затмение, если бы было точно  $i = 90^\circ$ . Период  $P = 26$  лет.

2. Во сколько раз масса  $M_A$  больше значения функции масс в средней спектрально-двойной системе, у которой можно считать  $\alpha \approx 0,7$ , а  $i \approx 60^\circ$ ? На что может указывать чрезмерно большое (например, 1—3), или чрезмерно малое (например, 0,002) значение функции масс?

3. Используя одну из формул (13.1), (13.6), подсчитать отношение масс компонент при различных предположениях о разности их звездных величин  $\Delta m$ . Рассмотреть, как может измениться результат, если компоненты сильно отличаются по спектральному классу. Посмотреть, как изменятся массы компонент в системе  $\epsilon$  Кита ( $\epsilon$  Ceti), приведенные в таблице 11, если принять в расчет разность звездных величин  $\Delta m = 0,2^m$ .

4. Какова может быть глубина затмений в системе  $\zeta$  Aurigae при прохождении компоненты В8 перед звездой-гигантом КЗ (см. начало § 14)?

5. Пользуясь данными § 14, рассчитать, каково должно быть ускорение силы тяжести в атмосферах сверхгигантов и какова должна быть высота свободной атмосферы в них для распространенных металлов.

6. Рассмотреть рис. 92 и указать в спектрах детали, принадлежащие главной звезде и спутнику в системе 31 Cygni.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ К ГЛАВЕ III

1. Курс астрофизики и звездной астрономии: Т. II / Под ред. А. А. Михайлова.— М.: Физматгиз, 1962.— Гл. II—V.
2. Паренаго П. П. Курс звездной астрономии.— М.: ГОНТИ, 1938.— Гл. V.
3. Basic Astronomical Data / Ed. K. A. Strand.— Chicago: University of Chicago Press, 1963.— Chapt. 15, 17, 19.
4. Свечников М. А. Каталог орбитальных элементов масс и светимостей тесных двойных звезд.— Иркутск: Изд. Иркутского гос. ун-та, 1969.— № 8.
5. Мартынов Д. Я. Исследование периодических неравенств в эпохах минимумов затменных переменных звезд // Изв. Астрон. обсерв. им. Энгельгардта.— Казань, 1948.— № 25.
6. Ковальский М. А. Избранные работы по астрономии.— М.: Гостехиздат, 1951.— С. 144—164 (здесь изложен классический «метод Ковальского» для определения орбит визуально-двойных звезд).
7. Бэттен А. Двойные и кратные звезды.— М.: Мир, 1976.
8. Затменные переменные звезды / Под ред. В. П. Цесевича.— М.: Наука, 1971.
9. Мартынов Д. Я. Тесные двойные звезды и их значение для теории звездной эволюции // УФН.— 1972.— Т. 108.— С. 701.
10. Кутю. Наблюдения визуально-двойных звезд.— М.: Мир, 1981.
11. Звезды и звездные системы / Под ред. Д. Я. Мартынова.— М.: Наука, 1981.— Гл. I.

## ВНУТРЕННЕЕ СТРОЕНИЕ ЗВЕЗД

### § 15. УСЛОВИЯ РАВНОВЕСИЯ ВНУТРИ ЗВЕЗДЫ

Нашим наблюдениям доступны только самые внешние слои звезды. Представление о внутреннем строении звезды можно составить лишь с помощью теоретических рассуждений, основанных на общих физических законах. Правильность наших представлений может быть проверена по совпадению теоретических значений интегральных характеристик звезды — массы  $M$ , светимости  $L$  и радиуса  $R$  — с наблюдаемыми.

#### ОБЩИЕ СООБРАЖЕНИЯ. СОСТОЯНИЕ ВЕЩЕСТВА В НЕДРАХ ЗВЕЗД

Мы будем рассматривать простейший случай: стационарную невращающуюся звезду. Такая звезда, в силу соображений симметрии, имеет сферическую форму. Каждый ее элемент находится в состоянии гидростатического равновесия. Выберем внутри звезды на расстоянии  $r$  от центра сферический слой бесконечно малой толщины  $dr$  (рис. 100). На внутренней стороне этого слоя давление вышележащих слоев равно  $p$ , а на внешней —  $p+dp$  (очевидно,  $dp < 0$ ). Разность  $dp$  по абсолютной величине равна весу жидкости (газа) в столбике высотой  $dr$  и площадью  $1 \text{ см}^2$ , т. е.  $g\rho dr$ , где  $\rho$  — плотность жидкости, а  $g$  — ускорение силы тяжести. Итак,

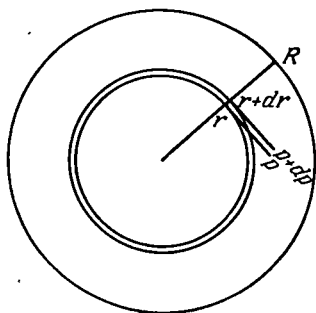


Рис. 100. К внутреннему строению звезды

$$dp = -g\rho dr. \quad (15.1)$$

Что касается величин  $g$  и  $\rho$ , то они являются функциями расстояния от центра  $r$ , и модель звезды была бы наполовину построена, если бы был известен вид функции  $\rho(r)$ . Величину  $g$  определяем на основании доказанной еще Ньютоном теоремы: внутри материального шара притяжение зависит только от массы той части шара, по отношению к которой притягиваемая точка является внешней, т. е. если обозначить массу, сосредоточенную внутри шара с радиусом  $r$ , через  $M_r$ , то

$$g = G \frac{M_r}{r^2}, \quad (15.2)$$

где  $G$  — постоянная тяготения. Для определения величины  $\mathfrak{M}_r$  имеем дифференциальное соотношение

$$d\mathfrak{M}_r = 4\pi r^2 \rho dr, \quad (15.3)$$

откуда следует

$$\mathfrak{M}_r = 4\pi \int_0^r \rho r^2 dr. \quad (15.4)$$

Масса всей звезды определится, очевидно, равенством

$$\mathfrak{M} = 4\pi \int_0^R \rho r^2 dr. \quad (15.5)$$

Уже в наблюдаемых нами внешних слоях звезды температура настолько высока, что вещество находится в газообразном состоянии; при еще более высокой температуре недр звезды могут быть только газовыми. Звезду можно представлять себе, таким образом, как динамическую систему, состоящую из колоссального числа частиц: атомов ионов, электронов, протонов, нейтронов, позитронов,  $\gamma$ -квантов и атомных ядер. Если число этих частиц есть  $N$  и средняя скорость движения частиц  $u$ , то согласно формуле (2.19) полная кинетическая энергия всей массы газа будет

$$K = \frac{1}{2} N \bar{\mu} m_H u^2 = \frac{3}{2} N k \bar{T}, \quad (15.6)$$

где  $\bar{\mu}$  — средняя молекулярная масса вещества звезды,  $\bar{T}$  — ее средняя температура. Применим к нашей системе теорему о вириале \*), гласящую, что в стационарной динамической системе потенциальная энергия равна по абсолютной величине удвоенной кинетической энергии:

$$2K + \Omega = 0. \quad (15.7)$$

Потенциальная энергия газового неоднородного шара равна

$$\Omega = -C \frac{G \mathfrak{M}^2}{R}, \quad (15.8)$$

где  $C$  — константа, учитывающая распределение плотности внутри звезды. Для однородной звезды  $C = 3/5$ , и  $C$  растет с ростом степени сосредоточения вещества в центре звезды. Из трех последних формул следует (с применением равенства  $\mathfrak{M} = N \mu m_H$ ):

$$\bar{T} = \frac{CG}{3k} \mu m_H \frac{\mathfrak{M}}{R}. \quad (15.9)$$

Подставляя сюда числовые значения постоянных и принимая промежуточное значение константы  $C = 3/2$ , найдем, что средняя температура

\*) См. вывод этой теоремы, например, в книге: *Паренаго П. П.* Курс звездной астрономии.—3-е изд.—М.: Гостехиздат, 1954.—С. 396—397.

звезды равна

$$\bar{T} = 1,17 \cdot 10^7 \mu \frac{M/M_{\odot}}{R/R_{\odot}}. \quad (15.10)$$

Для Солнца это дает  $\bar{T} = 12 \cdot 10^6 \text{ K} \times \mu$ , а для звезды, такой как компонента  $\gamma$  Суг (см. таблицу 13), в четыре раза больше.

Конечно, при температуре порядка  $10^7 \text{ K}$  все вещество звезды находится в состоянии очень сильной ионизации. Не только водород и гелий, но и атомы многих тяжелых элементов лишены почти всех своих электронов. Это позволяет довольно уверенно определить молекулярную массу звездного вещества. Действительно, пусть  $X$  — масса водорода в 1 г вещества,  $Y$  — масса гелия и  $Z = (1 - X - Y)$  — масса всех остальных так называемых *тяжелых элементов*, начиная с углерода  $^{12}\text{C}$  (Li, Be, B — несущественны по своей малочисленности). При полной ионизации один атом H дает две частицы, т. е. молекулярная масса становится равной  $1/2$ ; для He, распадающегося на три частицы,  $\mu = 4/3$ ; для тяжелых элементов приблизительно справедливо соотношение  $A = 2Z$  между атомной массой  $A$  и атомным номером  $Z$  (это  $Z$ , конечно, не совпадает с введенным выше). Но атом с атомным номером  $Z$  при полной ионизации распадается на  $Z+1$  частиц, т. е. тогда  $\mu = A : (Z+1) \approx 2$ . Так, например, для Na, имеющего 11 электронов, т. е.  $Z=11$  и  $A=23$ , после полной ионизации становится  $\mu = 23/12 \approx 2$ ; для Fe ( $Z=26$  и  $A=56$ )  $\mu = 56/27 \approx 2$  и для U ( $Z=92$  и  $A=238$ )  $\mu = 238/93 = 2,56$ .

Для данной смеси газов  $X$ ,  $Y$  и  $(1 - X - Y)$  в недрах звезды средняя молекулярная масса получается тогда равной

$$\bar{\mu} = \frac{1}{2X + 3/4 Y + 1/2 (1 - X - Y)} \quad (15.11)$$

или

$$\bar{\mu} = \frac{2}{1 + 3X + 0,5Y}. \quad (15.12)$$

При значительном преобладании водорода в космическом веществе разумной предварительной оценкой будет  $X = 2/3$ ,  $Y = 0,3$ , и тогда  $\bar{\mu} = 0,64$ . Если принять  $X = 0,5$  и  $Y = 0,5$ , то  $\bar{\mu} = 0,73$ .

При таком значении  $\bar{\mu}$  средняя температура Солнца оказывается около 8 млн кельвинов, а у компоненты  $\gamma$  Суг — свыше 30 млн кельвинов.

Газ при такой температуре имеет огромную упругость, способную противостоять давлению вышележащих слоев. Мы можем сопоставить упругость газа при температуре  $T$  и среднее давление в звезде. Последнее мы можем определить как среднее взвешенное по массе соответствующих слоев:

$$\bar{p} = \frac{1}{M} \int_0^R p dM_r. \quad (15.13)$$

Интегрируем по частям:

$$\bar{p} = \frac{1}{\mathfrak{M}} [p\mathfrak{M}_r]_0^R - \frac{1}{\mathfrak{M}} \int_0^R \mathfrak{M}_r dp_r.$$

Но  $[p\mathfrak{M}_r]_0^R = 0$ , так как  $p_r = 0$  при  $r = R$ , а  $\mathfrak{M}_r = 0$  при  $r = 0$ . К остающемуся интегралу применим (15.1) и (15.2). Это приведет нас к формуле

$$\bar{p} = \frac{1}{\mathfrak{M}} \int_0^R \frac{G\mathfrak{M}_r^2}{4\pi r^4} d\mathfrak{M}_r, \quad (15.14)$$

воспользоваться которой мы не можем, не зная  $\rho(r)$ . Но мы можем найти нижний предел среднего давления  $\bar{p}$ , если заменим под интегралом  $r$  его максимальным значением  $R$ . Тогда получим неравенство

$$\bar{p} > \frac{G}{4\pi\mathfrak{M}R^4} \int_0^R \mathfrak{M}_r^2 d\mathfrak{M}_r$$

или

$$\bar{p} > \frac{1}{12\pi} G \frac{\mathfrak{M}^2}{R^4}. \quad (15.15)$$

Переходя к числовым значениям, найдем

$$\bar{p} > 3,00 \cdot 10^8 \frac{(\mathfrak{M}/\mathfrak{M}_\odot)^2}{(R/R_\odot)^4} \text{ атм.} \quad (15.16)$$

Максимальное значение  $p$ , которое достигается в центре, может быть получено на основании следующих соображений: оно будет наибольшим из возможных, если вещество будет возможно ближе подтянуто к центру, т. е. когда звезда однородна с плотностью  $\rho_c$  — центральной плотностью действительной звезды. В этом случае

$$p_c = G\rho_c \int_0^R \frac{dr}{r^2} \int_0^r 4\pi r'^2 \rho_c dr' = \frac{2}{3} \pi G \rho_c^2 R'^2. \quad (15.17)$$

Здесь значение радиуса однородной звезды  $R'$  такое, что

$$\frac{4}{3} \pi R'^3 \rho_c = \mathfrak{M}. \quad (15.18)$$

Итак, у действительной звезды давление  $p_c$  не может быть больше, чем по формуле (15.17). Исключая отсюда  $R'^2$  с помощью (15.18), найдем неравенство

$$p_c \leq \frac{1}{2} \left( \frac{4}{3} \pi \right)^{1/3} G \mathfrak{M}^{2/3} \rho_c^{4/3}. \quad (15.19)$$

Минимальное значение давления в центре находим без труда, интегрируя выражение

$$dp = - \frac{G}{4\pi} \frac{\mathfrak{M}_r}{r^4} d\mathfrak{M}_r, \quad (15.20)$$



получаемое из формул (15.1)–(15.3), в пределах от  $\mathfrak{M}$  до 0, если положить под интегралом  $R$  вместо  $r$ . Это дает нам неравенство

$$\rho_c \geq \frac{G}{8\pi} \frac{\mathfrak{M}^2}{R^4} \quad (15.21)$$

или, со значениями коэффициентов:

$$\rho_c \geq 4,5 \cdot 10^8 \frac{(\mathfrak{M}/\mathfrak{M}_\odot)^2}{(R/R_\odot)^4}. \quad (15.22)$$

Хотя давление во внутренних областях звезды огромно, далеко зашедшая ионизация вещества позволяет газу сохранять свойства идеального газа \*), уравнение состояния которого

$$p = \rho \frac{\Re T}{\mu}, \quad (15.23)$$

где  $\Re$  — универсальная газовая постоянная. Действительно, среднему давлению в Солнце в 300 млн атмосфер соответствует вполне умеренная средняя плотность  $1,4 \text{ г/см}^3$ , но у более массивных звезд давление растет быстро, особенно, если звезда малых размеров, и тогда растет плотность. Газ остается идеальным, пока плотность не превзойдет предельную, определяемую равенством

$$\rho = 2,4 \cdot 10^{-8} \mu T^{3/2}, \quad (15.24)$$

после чего он становится вырожденным. Последняя формула дает очень высокую границу, приблизительно  $1500 \text{ г/см}^3$  при температуре  $T = 2 \cdot 10^7 \text{ К}$ , которая оказывается непревзойденной у большинства звезд даже в центре их. Исключение составляют белые карлики. В них вещество вследствие очень высокой плотности (см. еще § 18) переходит в состояние вырожденного электронного газа, уравнение состояния которого

$$p = 9,91 \cdot 10^{12} \left( \frac{\rho}{\mu} \right)^{5/3}, \quad (15.25)$$

т. е. давление не зависит от температуры \*\*).

### ЛУЧИСТОЕ ДАВЛЕНИЕ В ЗВЕЗДАХ

Уберечь массивную звезду от вырождения ее центральных частей помогает лучистое давление, так как оно тоже противодействует сжатию. В произвольном объеме звездных недр находится излучение, плотность которого  $u = aT^4$  довольно высока из-за высокой температуры.

Как известно, давление, оказываемое таким излучением на произвольную площадку, находящуюся в поле излучения, равно  $1/3$  его

\*) До электронного вырождения.

\*\*) О вырождении электронного газа см. современные учебники статистической физики, например, Ландау Л. и Лифшиц Е., Статистическая физика. — 3-е изд. — М.: 1976. — Ч. 1. — С. 187 и след.

плотности, т. е.  $^{1/3}aT^4$  \*). Суммарное давление в недрах звезды составит, таким образом,

$$p = \rho \frac{\Re T}{\mu} + \frac{1}{3} a T^4. \quad (15.26)$$

Введем важный коэффициент  $\beta$ , обозначающий долю газового давления в общем давлении внутри звезды. Обозначая газовое давление через  $p_g$ , а лучистое — через  $p_r$ , имеем равенства

$$p_g = \beta p = \rho \frac{\Re T}{\mu}; \quad p_r = (1 - \beta) p = \frac{1}{3} a T^4. \quad (15.27)$$

Определяя  $T$  из первого и внося его во второе, найдем

$$p = \left( \frac{3}{a} \frac{\Re^4}{\mu^4} \frac{1 - \beta}{\beta^4} \right)^{1/3} \rho^{4/3}. \quad (15.28)$$

Это выражение, будучи подставлено в неравенство (15.19), определяющее нам верхний предел центрального давления в звезде, приведет нас к такому неравенству:

$$\frac{1 - \beta_c}{\beta_c^4} \leq \frac{1}{18} \frac{\pi a G^3}{\Re^4} \mathfrak{M}^2 \mu^4. \quad (15.29)$$

Из него следует, что при  $\mu = 0,75$  у звезды с солнечной массой  $1 - \beta_c \leq 0,01$ , при  $\mathfrak{M} = 10 \mathfrak{M}_\odot$   $1 - \beta_c \leq 0,08$  и лишь при  $\mathfrak{M} = 100 \mathfrak{M}_\odot$   $1 - \beta_c \leq 0,53$ . Но такие массы почти никогда не встречаются, и потому мы можем сказать, что роль лучистого давления в равновесии обычных звезд, по сравнению с газовым давлением, очень невелика.

### ЛУЧИСТЫЙ И КОНВЕКТИВНЫЙ ПЕРЕНОС ТЕПЛА ВНУТРИ ЗВЕЗДЫ

Наличие температуры порядка миллионов кельвинов в центре звезд и тысяч кельвинов на их поверхности ставит следующий вопрос: каким путем тепло переносится из недр к поверхности? Для выяснения строения звезд этот вопрос очень важен, так как тот или иной способ переноса энергии определяет распределение температуры  $T(r)$  внутри звезды, что в свою очередь определяет распределение давления  $p(r)$  и плотности  $\rho(r)$ . Известны три способа переноса тепла — теплопроводность, конвекция и лучистый перенос. Все они могут действовать одновременно, но у обычных газов даже при весьма высокой температуре теплопроводность очень невелика по сравнению с лучистым

\*) Это можно показать следующим простым образом. Через некоторую единичную площадку переносится поток энергии  $E$ , имеющий массу  $E/c^2$ , а так как скорость переноса есть  $c$ , то переносимый импульс равен  $E/c$ . Если у поля излучения плотность есть  $u$ , то в  $l$  с через единичную площадку в пределах элементарного телесного угла  $d\omega$  переносится поток  $uc \cos \theta d\omega$ , потому что при движении под углом  $\theta$  к нормали площадка уменьшается в  $1/\cos \theta$  раз. Переносимый же импульс будет в  $c$  раз меньше, а нормальная составляющая силы давления (она равна импульсу за 1 с) уменьшается пропорционально  $\cos \theta$ . Среднее по полусфере (телесный угол  $\omega = 2\pi$ ) от  $\cos^2 \theta$  есть  $1/3$ . Следовательно, лучистое давление равно  $^{1/3}u = ^{1/3}aT^4$ .

переносом или конвекцией и потому ее можно не принимать в расчет \*). Лучистый перенос всегда имеет место в нагретом газе, а конвекции может и не возникнуть. Необходимо установить, при каких условиях это случается.

Если вещество звезды находится в спокойном состоянии, то перенос тепла происходит только через излучение, когда лучистая энергия поглощается атомами и тотчас же переизлучается ими, или происходит рассеяние излучения свободными электронами. Мы уже рассматривали этот механизм в главе I (§ 2) в применении к солнечной атмосфере. Для звездных недр лучше представить себе перенос тепла как следствие имеющегося температурного градиента. Поток энергии через единицу площади будет пропорционален градиенту:

$$F_{\text{рад}} = \sigma \left| \frac{dT}{dr} \right|. \quad (15.30)$$

Коэффициент лучистой проводимости  $\sigma$  связан с коэффициентом поглощения  $\kappa$ , рассчитанным на единицу массы, равенством

$$\sigma = \frac{4acT^3}{3\kappa\rho}. \quad (15.31)$$

Состояние вещества при этом можно назвать состоянием лучистого равновесия. Оно, однако, не всегда устойчиво в механическом смысле. Пусть какой-либо элемент газа будет выведен из своего положения, например, поднят вверх, где температура ниже и давление меньше. Сам элемент при этом расширится и охладится. При быстром протекании процесса охлаждение произойдет без притока тепла извне, т. е. адиабатически. Если результирующая температура элемента окажется ниже температуры окружающей среды, т. е. плотность элемента будет больше плотности вокруг него, он опустится на свое прежнее место и равновесие восстановится.

В описанном случае действительный градиент температуры  $\left| \frac{dT}{dr} \right|$ , созданный лучистым переносом, меньше, чем адиабатический градиент  $\left| \frac{dT}{dr} \right|_{\text{ад}}$ , который создался бы у данного газа при интенсивном подъеме и опускании газовых масс. Но если наш элемент, поднявшись и охладившись, останется все же горячее окружающей среды, он будет продолжать подниматься вверх, перенося с собой тепло. Равновесие не восстановится, а на смену лучистому равновесию придет равновесие конвективное, так как наступит бурное перемешивание вещества — *конвекция*. При опускании элемента он будет нагреваться медленнее, чем окружающее вещество, и этот процесс тоже поддерживает конвективную неустойчивость. Поток энергии при этом определяется формулой

$$F_{\kappa} = c_p (\rho v l) \left\{ \left| \frac{dT}{dr} \right| - \left| \frac{dT}{dr} \right|_{\text{ад}} \right\}, \quad (15.32)$$

---

\*) Впрочем, вырожденный газ имеет высокую теплопроводность.

где решающую роль играет превышение истинного градиента над адиабатическим. Сюда входят величины:  $c_p$  — теплоемкость газа при постоянном давлении,  $v$  — скорость восхождения газа при перемешивании,  $l$  — линейные размеры восходящего элемента, которые определяются величиной шкалы плотностей, т. е. расстоянием, на котором плотности изменяются в  $e$  раз \*). Формула (15.32) легко истолковывается:  $\rho v$  есть поток вещества через единичную площадку; произведение  $l$  на фигурную скобку дает падение температуры на протяжении размеров элемента перемешивания.

Если истинное значение  $\left| \frac{dT}{dr} \right|$  много больше, чем адиабатическое, то возникает весьма бурное перемешивание. Оно приведет в конце концов к почти адиабатическому распределению температуры, при котором конвекция поддерживается, а перенос ею энергии значителен постольку, поскольку значительна величина  $\rho v l$ . Детальные подсчеты показывают, что обычно температура элемента перемешивания всего на 1 К отличается от окружающей температуры, а скорость его — порядка 30 м/с. Зато велика длина перемешивания  $l$  и плотность  $\rho$  в центре звезды. Во внешних слоях звезды конвекция хотя и может легко возникнуть, но перенос энергии этим способом незначителен именно из-за незначительности  $\rho$ .

В общем случае, если есть конвекция, поток энергии внутри звезды складывается из обеих составляющих:

$$F = F_{\text{рад}} + F_{\text{к}}, \quad (15.33)$$

а градиент температуры равен адиабатическому. Уравнение адиабаты есть

$$p = C \rho^k, \quad (15.34)$$

где  $k = c_p/c_v = 5/3$  для одноатомного и  $7/5$  для двухатомного газа.

Из уравнений состояния (15.23) и адиабаты (15.34) нетрудно найти соотношение между градиентами

$$\frac{1}{T} \left( \frac{dT}{dr} \right)_{\text{ад}} = \left( 1 - \frac{1}{k} \right) \frac{1}{p} \left( \frac{dp}{dr} \right)_{\text{ад}}, \quad (15.35)$$

которое облегчает построение модели звезды.

Простое выражение для лучистого температурного градиента см. в задаче 2 к этой главе.

В отдельных случаях возникновение конвекции нетрудно предвидеть без всяких расчетов. Рассмотрим для примера звезду, подобную Солнцу или более холодную. С погружением в глубь фотосферы мы скоро попадаем в область, где температура настолько высока, что возможна массовая ионизация водорода — элемента, из которого в основном состоит вещество наружных частей звезды. Рассмотрим какой-либо элемент газа с полностью ионизованным водородом. Пусть

\*) Ср. высоту однородной атмосферы  $H$ , которую мы рассматривали в главе 1 [формула (4.4)].

он поднялся ближе к поверхности, где температура ниже. Начнется массовая рекомбинация водорода, при которой энергия ионизации выделяется и нагревает рассматриваемый объем, причем поднявшийся газ охлаждается недостаточно по сравнению с окружающей средой и будет поэтому продолжать движение вверх, причем рекомбинация водорода будет задерживаться. Наоборот, при опускании газа начинается усиленная ионизация водорода, которая будет требовать тепла, газ не будет нагреваться достаточно, его движение вниз не прекратится еще долгое время. Так под фотосферой Солнца возникает конвективный слой с очень медленным падением температуры. Критерий (15.32) показывает, что толщина конвективного слоя вблизи поверхности у Солнца может достигать нескольких десятков тысяч километров; у звезд класса К она еще больше, а у М-звезд может простирается почти до самого центра. У звезд горячее F0 этот слой практически отсутствует.

### ГОМОЛОГИЧЕСКИЕ КОНФИГУРАЦИИ

Мы видим, что структура звезды не проста. В дальнейшем мы узнаем, что звезды могут иметь также и конвективное ядро. Естественно, что к таким сложным представлениям пришли не сразу, и первые попытки подойти к структуре звезды, сделанные более 100 лет назад (Лэн, 1869—1870, Риттер, 1878—1883), исходили из очень простых представлений. В частности, очень полезным оказалось представление о *гомологических конфигурациях*.

Две звезды называются гомологичными, если они подобно построены, т. е. если на одинаковом, в долях звездного радиуса, расстоянии от центра плотность составляет одну и ту же долю средней плотности. Из этого определения следует, что истинные плотности у двух гомологичных звезд в подобных точках относятся, как

$$\rho_1 : \rho_2 = \frac{m_1}{R_1^3} : \frac{m_2}{R_2^3}. \quad (15.36)$$

Так же будут относиться и средние плотности вышележащих слоев, но давление, ими оказываемое, пропорционально весу, т. е. плотности, умноженной на объем и ускорение силы тяжести и обратно пропорционально геометрическим размерам сферы, на которую давят вышележащие слои. Итак, давления в подобных точках должны относиться как

$$\frac{m}{R^3} \cdot R^3 \cdot \frac{m}{R^2} \cdot \frac{1}{R^2} = \frac{m^2}{R^4},$$

т. е. у гомологичных звезд будет

$$\rho_1 : \rho_2 = \frac{m_1^2}{R_1^4} : \frac{m_2^2}{R_2^4}. \quad (15.37)$$

Наконец, на основании уравнения состояния (15.23) можно установить отношение температуры у гомологичных звезд как отношение

величин  $\mu M/R$ . Однако при наличии лучистого давления, так как  $p_g = \beta p$ , правильное соотношение будет

$$T_1 : T_2 = \frac{\mu_1 \beta_1 M_1}{R_1} : \frac{\mu_2 \beta_2 M_2}{R_2}. \quad (15.38)$$

Три последние формулы называются *законами Лэна*. Законы Лэна позволяют вместо построения какой-либо частной модели строить общую модель и без труда распространить ее на все частные значения  $M$ ,  $R$  и  $\mu$  для гомологических конфигураций.

### ПОЛИТРОПНЫЕ МОДЕЛИ ЗВЕЗД

Одной из таких общих моделей, разработанных с исчерпывающей полнотой, является *политропная* модель, рассмотренная Риттером, а затем Эмденом в начале XX столетия. Политропные модели полагают в основу следующий закон изменений упругости газа  $p$  в зависимости от плотности  $\rho$ :

$$p = C \rho^k. \quad (15.39)$$

Это — уравнение *политропы*. Формально оно не отличается от уравнения адиабаты (15.34), но, в отличие от последнего, в нем постоянный показатель  $k$  не есть отношение  $c_p/c_v$ , а может быть любой положительной величиной (в том числе и величиной  $c_p/c_v$ ). Постоянство  $k$  выражает лишь один факт — политропные изменения вещества звезды происходят так, что теплоемкость его неизменна. Удобно представить  $k$  таким образом:

$$k = 1 + \frac{1}{n}, \quad (15.40)$$

и тогда  $n$  называют *показателем политропии*. Практические значения для нашей теории имеют только значения  $n$  в пределах

$$1 \leq n < 5; \quad (15.41)$$

$n=0$  соответствует однородному шару, а  $n=\infty$  — изотермическому; при  $n \geq 5$  газовый шар имеет бесконечно большие размеры. Шар из идеального одноатомного газа в конвективном равновесии имеет *адиабатическое* значение  $k=5/3$ , или  $n=3/2$ . Газовый шар в лучистом равновесии имеет показатель политропии  $n=3$  \*), но из этого не следует, что истинная структура звезды заключена между политропными структурами  $n=1,5$  и  $n=3$ , так как политропные структуры вообще представляют лишь формальное приближение к структуре звезды — они совершенно обходят вопрос о поддержании звездного лучеиспускания. Тем не менее характеристики газовых шаров  $n=3$  и  $n=3/2$  в общем правильно указывают на порядок величин центральной плотности, температуры и давления. В частности, центральная плотность

\*) Это основано на аналогии между излучением и многоатомным газом, для которого адиабатический  $k=4/3$ .

$\rho_c$  относится к средней  $\bar{\rho}$  при различных классах политропии следующим образом:

$n=1$	$1 \frac{1}{2}$	2	3	4
$\frac{\rho_c}{\bar{\rho}}=3,29$	6,00	11,40	54,36	623,4

С возрастанием класса политропии возрастает и центральная температура, но не столь быстро. Конечно, она зависит от массы звезды и ее радиуса.

## § 16. ЛУЧЕИСПУСКАНИЕ ЗВЕЗДЫ

Чем меньше коэффициент поглощения лучистой энергии  $\kappa$ , тем меньше градиент температуры  $dT/dr$ , и если в центре звезды создается высокая температура, то для спада ее к поверхности должно существовать достаточно пространства, т. е. достаточно большой радиус звезды. При этом различие температур у звезд разного спектрального класса не так уже существенно: перепад от 10 млн к 5 или 20 тыс. кельвинов — почти одно и то же. Следовательно, при меньшем коэффициенте  $\kappa$  радиус звезды должен быть больше.

## ИСТОЧНИКИ НЕПРОЗРАЧНОСТИ ЗВЕЗДНОГО ВЕЩЕСТВА

Что определяет непрозрачность вещества звезды? При обилии водорода и при его полной ионизации источником непрозрачности может служить рассеяние на свободных электронах. Но оно гораздо менее эффективно, чем фотоэлектрическое поглощение тяжелыми атомами. Будучи сильно ионизованными, атомы тяжелых элементов, таких, например, как Fe, сохраняют все же свои внутренние электронные оболочки и выброс этих остающихся электронов с помощью жестких  $\gamma$ -квантов высокотемпературного излучения внутри звезды очень эффективно ослабляет излучение. Таким образом, содержание в звезде тяжелых элементов [параметр  $(1-X-Y)$  в формуле (15.11)] жестко определяет лучистый перенос, а тем самым и строение звезды. Роль водорода и гелия заметна при этом лишь постольку, поскольку они поставляют электроны. Обычно при конкретных расчетах звездных моделей для химического состава звезд в первом приближении принимают так называемую *ресселову смесь*, в которой весовое отношение элементов



соответствует численному ряду

$$8:4:1:1:2.$$

Для этого случая коэффициент  $\kappa$  приближенно выражается следующим образом:

$$\kappa = \kappa_0 \rho^{1-\alpha} T^{-3,5}, \quad (16.1)$$

где

$$\kappa_0 = 10^{25} (1 + X) (1 - X - Y). \quad (16.2)$$

В показателе у  $\rho$  величина  $\alpha$  порядка 0,25 и зависит от химического состава. Коэффициент  $\kappa$  прямо пропорционален доле тяжелых элементов  $(1 - X - Y)$ .

При очень высокой температуре (порядка  $3 \cdot 10^7$  K) или (и) низкой плотности, когда  $\kappa$  по (16.1) становится незначительным, преобладающая роль в непрозрачности переходит к электронному рассеянию \*).

В точных вычислениях коэффициента непрозрачности детально учитывается химический состав звездного вещества и действующий механизм поглощения \*\*).

Внесение параметра лучеиспускания в теорию внутреннего строения звезд заставит задуматься также о возможности случая, когда световое давление звезды превысит гравитационное притяжение, что вызовет неустойчивость звезды. Эддингтон рассмотрел этот вопрос и вывел предельное значение светимости звезды данной массы. Это значение

$$L_E = 4\pi c G M / \kappa_S \quad (16.3)$$

называется *эддингтоновским пределом*. Здесь  $\kappa_S$  — томсоновский или комптоновский коэффициент рассеяния [ср. формулу (16.2)]. Для звезды с массой  $M = 1 M_\odot$   $L_E = 10^{38}$  эрг/с.

### ЗАВИСИМОСТЬ ЛУЧЕИСПУСКАНИЯ ЗВЕЗДЫ ОТ ИСТОЧНИКОВ ЭНЕРГИИ И НЕПРОЗРАЧНОСТИ

Пусть выделение энергии веществом звезды на грамм в секунду на расстоянии  $r$  от центра звезды есть  $\epsilon_r$ . В сферическом слое, показанном на рис. 100, содержится вещества  $4\pi r^2 \rho dr$  г и, следовательно, выделение энергии равно  $4\pi \epsilon_r \rho r^2 dr$ . Выделившаяся энергия должна присоединяться к тому потоку  $L_r$ , который уже пришел изнутри к слою  $r$ , что позволяет нам написать равенство:

$$\frac{dL_r}{dr} = 4\pi \epsilon_r r^2 \rho. \quad (16.4)$$

\*) Поглощение в недрах звезд может осуществляться посредством еще двух механизмов, действующих при высоких температурах ( $T \geq 10^8$  K). Один из них — образование пары электрон-позитрон ( $\beta^+$ ,  $\beta^-$ ) при столкновении двух жестких  $\gamma$ -квантов, другой — образование из  $\gamma$ -кванта при участии электрона пары нейтрино и антинейтрино ( $\nu$ ,  $\bar{\nu}$ ), сопровождающееся уносом энергии за пределы звезды. Для последнего процесса нужны, кроме того, большие плотности.

\*\*) См., например, таблицы Кокса и Стюарта, изданные Астросоветом АН СССР в 1969 г. («Научные информации» Астросовета № 15).



Если бы способ выделения энергии был известен, уравнение (16.4) позволило бы найти  $L_r$  и [с помощью уравнения (15.32)] градиент температуры [см. (15.30) или задачу 2], а за ним и ход температуры от центра к периферии. Отсюда было бы нетрудно найти  $\rho$  и  $p$ , пользуясь приведенными выше дифференциальными соотношениями и граничными условиями: в центре  $r=0$ ,  $M_r=0$ ,  $L_r=0$ ,  $p$  и  $T$  имеют максимум. На поверхности  $r=R$ ,  $M_r \rightarrow M$ ,  $L_r \rightarrow L$ ,  $p$  и  $T$  имеют фотосферные значения, но наблюдаемая эффективная температура  $T_e$  должна согласовываться с радиусом в равенстве  $4\pi R^2 \sigma T_e^4 = L$ .

Возможность построить полную модель однородной в химическом отношении звезды с данными  $L$ ,  $M$ ,  $R$  выражают обычно в форме так называемой *теоремы Рассела — Фогта*: характеризующие звезду радиус и светимость, равно как и все внутреннее строение звезды, однозначно определяются массой и химическим составом ее.

Можно, не вникая в сущность физических процессов возникновения энергии в звездах, положить тот или иной математический закон зависимости  $\epsilon_r$  от  $r$ , причем естественно допустить \*), что  $\epsilon_r$  непрерывно убывает от центра к периферии звезды. Тогда все конкретные случаи будут заключены между следующими двумя крайними: равномерное распределение источников энергии —

$$\epsilon_r = \bar{\epsilon} = \text{const}, \quad (16.5)$$

источники энергии сосредоточены в центре —

$$\epsilon_r = 0 \quad (r \neq 0). \quad (16.6)$$

Первая модель слишком далека от действительности и может быть улучшена предположением  $\kappa \epsilon_r = \text{const}$ . Такая модель называется *стандартной моделью* (Эддингтон). Вторая модель называется *моделью с точечным источником* (Каулинг).

У модели с точечным источником должна возникнуть конвекция, которая будет поддерживаться внутри некоторой центральной области — конвективного ядра. В зависимости от показателя  $\alpha$  в коэффициенте непрозрачности (16.1) размеры конвективного ядра модели точечного источника таковы, что в ядре может содержаться от 10 до 15 % всей массы звезды. Распределение центрального источника по всему конвективному ядру не влияет на структуру всех остальных частей звезды вплоть до поверхности. Поэтому модель точечного источника имеет довольно широкое применение.

Как стандартная модель, так и модель с точечным источником подчиняются условию

$$\kappa_0 L = \text{const} \frac{M^{5.5+\alpha}}{R^{0.5+3\alpha}} \mu^{7.5}, \quad (16.7)$$

которое мы приводим без вывода \*\*). Константа в случае точечного источника в 2,6 раза меньше, чем в стандартной модели. Формула

\*) Это допущение не является единственно возможным.

\*\*) Эта формула годна для любого способа генерации энергии вида  $\epsilon \sim \rho^a T^b$ .

(16.7) выражает теоретическую зависимость масса — светимость, т. е. это есть закон масс — светимостей. Но он совершенно не похож на эмпирический закон (13.1), ни даже на (13.6), прежде всего из-за отсутствия в них радиуса  $R$ . Причин несходства несколько: например, в эмпирическом законе не учитываются размеры звезд и тем более молекулярная масса, зависимость от которой у  $L$  огромна. Самое же главное то, что разные звезды не укладываются в одну модель, тем более — в математически формальную, и потому теория строения звезд требует рассмотрения конкретного физического механизма генерации звездной энергии.

## § 17. ИСТОЧНИКИ ЗВЕЗДНОЙ ЭНЕРГИИ

Главная компонента затменной двойной  $UW$   $CMa$  имеет абсолютную визуальную величину  $M_b = -6,1^m$ ; болометрическая поправка, соответствующая ее спектру  $O7I$ , — около  $4^m$ , так что  $M_b = -10,1^m$ : у Солнца  $M_b = 4,74^m$ , т. е.  $UW$   $CMa$   $A$  излучает энергии больше, чем Солнце, в  $2,512^{14,84} = 860\,000$  раз, но масса ее в 19 раз больше солнечной и потому на 1 г вещества она излучает в 45 000 раз больше, чем Солнце. У Солнца на 1 г массы приходится излучение  $\varepsilon = 1,94$  эрг/(г·с), у  $UW$   $CMa$   $A$   $\varepsilon = 87\,000$  эрг/(г·с). Подобным же образом находим, что компонента  $B$  визуально-двойной звезды Krüger 60 излучает на 1 г вещества в 80 раз меньше, чем Солнце, т. е. для нее  $\varepsilon = 0,024$  эрг/(г·с). Еще меньше удельное лучеиспускание у Сириуса  $B$  — белого карлика:  $\varepsilon = 0,005$  эрг/(г·с). Между тем средняя температура  $\bar{T}$  звезды меняется у тех же звезд (кроме, может быть, белого карлика) несравненно меньше (см. с. 196). Трудно наперед допустить, что во всех трех случаях механизм генерации энергии одинаков, но если уж он один и тот же, то, очевидно, он очень чувствителен к изменениям физических условий внутри звезды, в частности, температуры. Из различных возможных видов генерации энергии в звездах имеют значение два следующих:

- а) гравитационное сжатие,
- б) термоядерные процессы.

### ГРАВИТАЦИОННОЕ СЖАТИЕ

Если разреженный шар сжимается, то его потенциальная энергия убывает [см. (15.8)]; эта убыль идет на увеличение кинетической энергии частиц шара, т. е. на увеличение температуры, когда шар — газовый (см. (15.9)).

Внутренняя тепловая энергия идеального газа, достигшего температуры  $T$ , равна  $c_v T$  на 1 г. Для всей звезды это будет

$$U = c_v \int_0^M T dM_r = \frac{M}{k-1} \int_0^M T dM_r. \quad (17.1)$$

Интеграл равен  $\overline{T}\mathfrak{M}$ . Подставляя сюда вместо  $\overline{T}$  выражение его из (15.9), в котором  $\frac{k}{\mu m_H} = \mathfrak{N}^*$ , и присоединяя из (15.8) выражение для потенциальной энергии  $\Omega$ , без труда получим

$$U = -\frac{1}{3(k-1)} \Omega. \quad (17.2)$$

Полная энергия

$$E = U + \Omega = \frac{3k-4}{3(k-1)} \Omega. \quad (17.3)$$

Для одноатомного газа  $k=5/3$  и, следовательно, пренебрегая у звезды давлением излучения (для которого  $k=4/3$ ), будем иметь

$$E = \frac{1}{2} \Omega, \quad (17.4)$$

т. е. полная энергия равна половине потенциальной и ее изменение составляет лишь половину изменения потенциальной энергии.

Достаточно широкая по применимости политропная модель имеет потенциальную энергию

$$\Omega = -\frac{3}{5-n} G \frac{\mathfrak{M}^2}{R}. \quad (17.5)$$

Здесь  $n$  — класс политропии (при  $n \geq 5$  энергия становится положительной, т. е. шар имеет бесконечно большие размеры) и для конвективной модели  $n=3/2$

$$E = -\frac{3}{7} G \frac{\mathfrak{M}^2}{R}, \quad (17.6)$$

а для стандартной модели

$$E = -\frac{3}{4} G \frac{\mathfrak{M}^2}{R}. \quad (17.7)$$

Скорость изменения энергии  $\frac{dE}{dt}$ , очевидно, следует отождествить со светимостью звезды в стадии сжатия:

$$L = -\frac{dE}{dt} = -0,75 \frac{G\mathfrak{M}^2}{R^2} \frac{dR}{dt}. \quad (17.8)$$

Отсюда

$$\frac{1}{R} \frac{dR}{dt} = -\frac{4}{3} \frac{LR}{G\mathfrak{M}^2}. \quad (17.9)$$

Как видно из равенства (17.4), изменения полной энергии, которые мы приравниваем в (17.8) светимости, составляют лишь половину изменения потенциальной энергии звезды. Другая половина идет на разогревание ее.

\* ) Здесь  $k$  — постоянная Больцмана.

Если подставить в правую часть (17.9) вместо  $L$  лучеиспускание Солнца, а вместо  $M$  и  $R$  — массу и радиус Солнца, то будем иметь

$$\frac{1}{R} \frac{dR}{dt} = -4 \cdot 10^{-8} \text{ лет}^{-1}. \quad (17.10)$$

Отнесясь формально к последнему расчету, мы можем сказать, что если предполагать Солнце сжимающимся, то при нынешних характеристиках Солнца для возмещения потери тепла лучеиспусканием радиуса Солнца «хватит» всего лишь на  $2,5 \cdot 10^7$  лет. По существу, мы должны сказать, что при гравитационном сжатии Солнце изменяется существенным образом за 25 млн лет. Но геологическая история Земли учит нас, что Солнце более или менее неизменно облучает Землю около 3 млрд лет и, следовательно, указанная временная шкала порядка 20 млн лет, так называемая *контракционная шкала времени* Кельвина — Гельмгольца, для объяснения современной эволюции Солнца не годится. Она вполне подходит для эволюции конденсирующихся звезд при их разогревании во время сжатия, пока разогрев не стал настолько сильным, что вступили в строй *термоядерные реакции*.

## ТЕРМОЯДЕРНЫЕ ИСТОЧНИКИ ЗВЕЗДНОЙ ЭНЕРГИИ

Термоядерными называются такие реакции, которые выражаются в перестройке атомных ядер, причем необходимая для протекания реакции энергия берется из теплового движения элементарных частиц. Последнее не нужно понимать так, что энергия теплового движения расходуется на реакцию. Как и химические, ядерные реакции могут быть эндоэргическими (с затратой энергии) и экзоэргическими (с выделением энергии). Конечно, в качестве источника звездной энергии могут служить лишь экзоэргические ядерные реакции. Но для того чтобы реакция могла осуществиться, нужно, чтобы та или иная взаимодействующая частица — протон (мы в дальнейшем будем обозначать его через  $p$ ) или  $\alpha$ -частица — обладала кинетической энергией, достаточной для проникновения через потенциальный барьер ядра. В лабораторных условиях эта энергия создается в различных ускорителях, в звездах ее источником является тепловое движение. Заметим, что при температурах, встречающихся в недрах звезд, энергия движения протона достигает десятка-двух килоэлектрон-вольт. Столь малые значения энергии в ускорителях не применяются и потому отношение ядер к частицам столь низкой энергии определяют путем экстраполяции от более высоких значений. Как уже неоднократно указывалось ранее, в газе всегда имеются частицы, обладающие энергией, значительно превышающей среднюю энергию, возникающую из максвелловского закона распределения скоростей.

Вероятность осуществления той или иной реакции в сильнейшей степени зависит от температуры. Но эта же вероятность очень сильно возрастает, если захватываемая частица обладает энергией, равной энергии одного из уровней ядра при его возбуждении. Тогда происхо-

дит так называемый *резонансный захват*. Для расчета хода реакции и особенно ее скорости чрезвычайно важно знать, имеется ли резонанс в данной области значений энергии движения частиц, а это, как мы видели выше, для звездного уровня энергии не поддается прямому экспериментальному определению.

Количественно выделение энергии сопровождается уменьшением массы взаимодействующих частиц согласно закону Эйнштейна

$$\Delta m = \Delta E : c^2. \quad (17.11)$$

Так, например, если образуется одно ядро дейтерия из двух протонов, то окончательный продукт — дейтерон — имеет массу 2,014191, тогда как масса исходного материала — двух протонов — равна 2,015192 атомной единицы, т. е. на 0,001001 атомной единицы больше. С другой стороны, дейтерон состоит из протона и нейтрона, массы которых соответственно равны 1,007596 и 1,008984, что в сумме составляет 2,016580, а это на 0,002389 больше действительной массы дейтерона. Последняя величина, именуемая упаковочным эффектом, эквивалентна  $3,6 \cdot 10^{-6}$  эрг  $\approx 2,25$  МэВ — такую энергию нужно внести в дейтерон, чтобы вновь разделить его на протон и нейтрон. Такова, очевидно, энергия связи дейтерона, необходимая для его устойчивости. При всех возможных ядерных превращениях в форму энергии может перейти не больше чем  $1/130$  доля массы, но даже это составляет  $7 \times 10^{18}$  эрг на 1 г вещества, в то время как запас тепловой и гравитационной энергии у Солнца, например, порядка  $10^{15}$  эрг/г. При существующей сейчас скорости генерации энергии в Солнце запаса в  $7 \cdot 10^{18}$  эрг/г хватило бы на  $10^{10}$  лет в будущем и на столько же в прошлом, что обеспечивает всю длительность истории Земли. В этом расчете принимается, что лишь половина вещества звезды состоит из водорода, рассматриваемого как «горючее» для звезды. Кроме того, для протекания термоядерных реакций обстановка благоприятна главным образом вблизи центра, где температура высока. Если в среднем Солнце излучает около 2 эрг/(г·с), то истинная мощность термоядерных реакций, осуществляемых частью массы звезды, может достигать 20—30 эрг/(г·с). С этими поправками запаса энергии в  $7 \times 10^{18}$  эрг/г хватит на  $\frac{1}{20} \cdot \frac{1}{2} \cdot 7 \cdot 10^{18} \text{ с} \approx 4,5 \cdot 10^9$  лет, что также вполне приемлемо.

### ПРОТОН-ПРОТОННАЯ РЕАКЦИЯ

Таким образом, мы должны искать ядерные реакции, которые в условиях недр звезды давали бы производительность 20—30 и более (для горячих звезд) эргов в секунду на грамм взаимодействующего вещества. Такие реакции известны, они хорошо изучены теоретически и отчасти экспериментально, это — протон-протонная (p-p) реакция и углеродно-азотный цикл (CN). В обоих случаях происходит образование ядра атома гелия  ${}^4\text{He}$  ( $\alpha$ -частицы) из четырех протонов, что дает убыль

массы  $4 \cdot 1,0076 - 4,0028 = 0,0276$  или  $0,0276 : 4 \cdot 1,0076 = 0,0069$  г на 1 г водорода, что эквивалентно  $6,2 \cdot 10^{18}$  эрг. Темпы этих реакций также удовлетворительны.

В деталях ход р-р-реакции состоит из следующих этапов ( $\beta^-$  — электрон,  $\beta^+$  — позитрон,  $\nu$  — нейтрино,  $\gamma$ -квант — излучение фотона):

- а)  ${}^1_1\text{H} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^2_1\text{D} + \beta^+ + \nu$  (+1,44 МэВ)  $8 \cdot 10^9$  лет,
- б)  ${}^1_1\text{H} + {}^2_1\text{D} \rightarrow {}^3_2\text{He} + \gamma$  (+5,49 МэВ) 4 с,
- в)  ${}^3_2\text{He} + {}^3_2\text{He} \rightarrow {}^4_2\text{He} + 2{}^1_1\text{H}$  (+12,85 МэВ)  $4 \cdot 10^5$  лет.

В конце каждой строки указана продолжительность реакции в условиях звездных недр ( $T = 15 \cdot 10^6$  К и  $\rho_{\text{H}} = 100$  г/см<sup>3</sup>), т. е. время, в течение которого реагирующие частицы существуют раздельно, до свершения реакции. Первая реакция имеет, как видно, очень малую вероятность свершения, но зато протонов в звезде колоссально много. При выбросе позитрона он несет с собой не всю энергию, вытекающую из реакции: часть ее — в среднем 0,26 МэВ, но не более 0,42 МэВ — уносит нейтрино, и эта часть уже больше не участвует в энергетических процессах внутри звезды из-за того, что нейтрино способно пронизать всю звезду, не столкнувшись ни с одной частицей. Наоборот, позитрон  $\beta^+$  немедленно находит себе электрон  $\beta^-$ , столкновение с которым приводит к прекращению их существования (аннигиляции) и выделению энергии в количестве 1,02 МэВ, учтенном выше (в строке а)). Дейтерон  ${}^2_1\text{D}$  практически тотчас же после образования находит себе встречный протон, в результате чего образуется ядро изотопа гелия  ${}^3_2\text{He}$  с выделением мощного  $\gamma$ -кванта. Из всех дальнейших возможных трансформаций этого ядра в условиях нормальной звезды наиболее успешно протекает реакция столкновения двух ядер  ${}^3_2\text{He}$ , как показано в последней строчке последовательности реакций, написанной выше \*). При этом образуется одна  $\alpha$ -частица  ${}^4_2\text{He}$  и два протона с огромным выходом энергии. Из сказанного ясно, что на один процесс  ${}^3_2\text{He} + {}^3_2\text{He}$  нужно две реакции:  ${}^1_1\text{H} + {}^1_1\text{H}$  и  ${}^1_1\text{H} + {}^2_1\text{D}$ ; таким образом, удваивая выход энергии (за вычетом 0,26 МэВ) в первых двух этапах и добавляя ее в третьем, получаем общий выход энергии при образовании  $\alpha$ -частицы 26,2 МэВ или  $4,2 \cdot 10^{-5}$  эрг.

Полный выход энергии при протон-протонной реакции в звездах зависит и от температуры, и от водородной концентрации. Прибли-

\*) Реакция  ${}^3_2\text{He} + {}^3_2\text{He}$  при высоких температурах имеет очень большое поперечное сечение, т. е. вероятность слияния этих двух ядер при близкой встрече очень велика: она по крайней мере в  $5 \cdot 10^6$  раз больше, чем в реакции  ${}^3_2\text{He} + {}^4_2\text{He}$ , но, конечно, ядра  ${}^3_2\text{He}$  встречаются в природе обычно очень редко — приблизительно в  $10^4$  раз реже, чем  ${}^4_2\text{He}$ ; поэтому продолжительность реакции  ${}^3_2\text{He} + {}^3_2\text{He}$  довольно значительна. Протон-протонная реакция может пойти и в других направлениях:  ${}^3_2\text{He} + {}^4_2\text{He} \rightarrow {}^7_4\text{Be} + \gamma$ ,  ${}^7_4\text{Be} + \beta^- \rightarrow {}^7_3\text{Li} + \nu$ ;  ${}^7_3\text{Li} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^2_4\text{He}$  или  ${}^7_3\text{Be} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^8_4\text{Be} + \gamma \rightarrow {}^8_4\text{Be}^* + \beta^+ + \nu$ ;  ${}^8_4\text{Be}^* - \alpha \rightarrow {}^4_2\text{He}$ , причем второй вариант сопровождается большим уносом энергии с нейтрино (в среднем 7,2 МэВ).

женное выражение для скорости выделения энергии на 1 грамм вещества дает формула

$$\varepsilon_{p-p} = 27 \left( \frac{\rho}{100} \right) X^2 \left( \frac{T}{14 \cdot 10^8} \right)^4, \quad (17.12)$$

что дает при температуре 15 млн К,  $\rho = 100$  г/см<sup>3</sup> и  $X = 1$  (чистый водород)  $\varepsilon_{p-p} = 35$  эрг/(г·с). Показатель степени при  $T$  довольно высок. При более низких температурах он оказывается выше, что означает, что по мере удаления от центра с падением температуры продуктивность протон-протонного цикла быстро падает. Наоборот, с повышением температуры продуктивность растет, но все менее и менее быстро, так как показатель степени при  $T$  нужно брать все меньшим и меньшим.

### УГЛЕРОДНО-АЗОТНЫЙ ЦИКЛ

Рассмотрим теперь второй цикл — углеродно-азотный (CN-цикл). Он состоит из следующей цепи реакций:

- а)  ${}^6_{12}\text{C} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^7_7\text{N} + \gamma$  (+1,95 МэВ)  $1,3 \cdot 10^7$  лет,
- б)  ${}^7_{13}\text{N} \rightarrow {}^6_{13}\text{C} + \beta^+ + \nu$  (+2,22 МэВ) 7 мин,
- в)  ${}^6_{13}\text{C} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^7_{14}\text{N} + \gamma$  (+6,54 МэВ)  $2,7 \cdot 10^6$  лет,
- г)  ${}^7_{14}\text{N} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^8_{15}\text{O} + \gamma$  (+7,35 МэВ)  $3,2 \cdot 10^8$  лет,
- д)  ${}^8_{15}\text{O} \rightarrow {}^7_{15}\text{N} + \beta^+ + \nu$  (+2,71 МэВ) 82 с,
- е)  ${}^7_{15}\text{N} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^6_{12}\text{C} + {}^4_2\text{He}$  (+4,96 МэВ)  $1,1 \cdot 10^6$  лет.

Начало цепи — захват протона ядром углеродного атома  ${}^{12}\text{C}$  на возбужденный уровень, в результате чего образуется неустойчивый изотоп азота  ${}^{13}\text{N}$  в сопровождении  $\gamma$ -кванта. Изотоп азота  ${}^{13}\text{N}$  быстро распадается с выбросом позитрона и нейтрино. Последний уносит из звезды 0,72 МэВ, а позитрон аннигилирует с электроном. Продукт распада — радиоактивный изотоп углерода — довольно устойчив и на протяжении нескольких миллионов лет захватывает на возбужденный уровень второй протон, после чего в сопровождении мощного  $\gamma$ -излучения образуется устойчивый изотоп азота  ${}^{14}\text{N}$ . Последний захватывает третий протон, в результате чего образуется изотоп кислорода  ${}^{15}\text{O}$  и мощный  $\gamma$ -квант. Этот изотоп очень неустойчив и быстро распадается на ядро изотопа азота, позитрон и нейтрино. Второе нейтрино в свою очередь уносит из звезды 0,98 МэВ, а позитрон опять аннигилирует вместе с электроном. Изотоп  ${}^{15}\text{N}$  захватывает четвертый протон. При этом может образоваться нормальное ядро кислорода  ${}^{16}\text{O}$ , но несравненно более вероятным оказывается распад на ядро углерода  ${}^{12}\text{C}$  и ядро гелия  ${}^4\text{He}$ . Итогом всей цепи является, таким образом, ядро гелия как результат слияния четырех протонов при участии ядра углерода, которое восстанавливается в конце цепи. Роль углерода в реакции соответствует роли катализатора в химических процессах. Полный выход энергии в результате углеродно-азотного цикла составляет

25,03 МэВ или  $4,0 \cdot 10^{-5}$  эрг, что несколько меньше, чем в цикле р-р, так как в цикле CN два нейтрино уносят из звезды больше энергии.

Мощность генерации энергии в углеродно-азотном цикле известна с некоторой неуверенностью, ввиду того, что не все энергетические уровни ядра  $^{14}\text{N}$  изучены, и потому скорость реакции г) может оказаться значительно большей, чем указано выше, а тогда самым медленным этапом цикла будет не г), но а), изученный достаточно хорошо. Естественно, что темпы генерации энергии будут в этом случае гораздо выше. Разумеется, темпы зависят и от относительного содержания как водорода, так и углерода и азота. Вот приближенная формула, где  $X_{\text{CN}}$  обозначает долю атомов C и N в 1 г звездного вещества:

$$\epsilon_{\text{CN}} = 19 \frac{\rho}{100} (X \cdot 100 X_{\text{CN}}) \left( \frac{T}{15 \cdot 10^6} \right)^{20}. \quad (17.13)$$

Мы здесь встречаемся с очень сильной зависимостью  $\epsilon$  от температуры, хотя, впрочем, и в этом случае показатель степени при  $T$  быстро уменьшается с повышением температуры (например, до 15 при  $T = 30 \cdot 10^6$  К). При разумном предположении  $X_{\text{CN}} = 0,005X$  и  $X \approx 1$ ,  $\rho = 100$  г/см<sup>3</sup>, имеем при  $T = 15$  млн кельвинов  $\epsilon_{\text{CN}} = 9,5$  эрг/(г·с). Это меньше, чем в цикле р-р, но если справедливо высказанное выше предположение о том, что этап а) является самым медленным, то  $\epsilon_{\text{CN}}$  возрастает больше, чем на порядок, а показатель степени у  $T$  снижается до 18,6. Лишь в этом случае цикл CN не уступает в продуктивности циклу р-р в самом центре такой звезды как Солнце, но у Солнца протон-протонный цикл все равно остается преобладающим, так как мощность цикла CN очень быстро падает с удалением от центра звезды в связи с падением температуры.

Большое различие скорости реакций а) и г) ведет к любопытным последствиям. Пусть в некоторой звезде начинается углеродно-азотный цикл. Первоначальное отношение числа атомов  $^{12}\text{C} : ^{14}\text{N} = 1 : 3$ , как в земной коре. За первые десятки миллионов лет пройдет много реакций а) не говоря о б) и в), но реакции г) будут еще очень немногочисленны. Это значит, что углеродные ядра  $^{12}\text{C}$  почти все преобразуются в азотные  $^{14}\text{N}$ , а азотные не успеют даже в малой степени возместить убыль  $^{12}\text{C}$  через реакции г), д) и е). Очевидно, первоначальный химический состав звезды в части  $^{12}\text{C}$  и  $^{14}\text{N}$  будет сильно изменен, и потребуются примерно  $10^8$  лет, пока не установится такое равновесное соотношение между числами ядер разных изотопов углерода и азота:

$$\left. \begin{aligned} \frac{X(^{12}\text{C})}{X(^{13}\text{C})} &= 4,3 \pm 1,6, \\ \frac{X(^{14}\text{N})}{X(^{15}\text{N})} &= 2800 \pm 1200, \\ \frac{X(^{14}\text{N} + ^{15}\text{N})}{X(^{12}\text{C} + ^{13}\text{C})} &= 21,8, \end{aligned} \right\} \quad (17.14)$$

при котором количество ядер, расходуемых в реакции, равно количеству их, появляющихся вновь. У холодных углеродных звезд най-



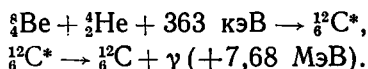
дено отношение изотопов углерода  $^{12}\text{C} : ^{13}\text{C}$ , очень сходное с равновесным (4,6), но совершенно не совпадающее с земным (90). В этом факте можно усмотреть довольно убедительное доказательство существования углеродно-азотного цикла в звездах.

### ТРАНСФОРМАЦИЯ ГЕЛИЯ В ЗВЕЗДАХ

В жизни звезд на некотором этапе может играть большую роль реакция, протекающая эффективно при более высокой температуре (около  $10^8$  K) — реакция «сгорания» гелия, когда на короткое мгновение создается неустойчивое ядро бериллия:



Оно может тут же распасться на две  $\alpha$ -частицы, но может успеть захватить еще одну  $\alpha$ -частицу и дать жизнь углеродному ядру в возбужденном состоянии, которое легко проходит с выделением большой энергии:



Реакция «сгорания» гелия порождает выход энергии  $7,3 \text{ МэВ} = 1,17 \cdot 10^{-5}$  эрг, а темпы генерации энергии в звезде определяются следующей приближенной формулой:

$$\varepsilon_{3\alpha} = 10^{-8} \rho^2 Y^3 \left( \frac{T}{10^8} \right)^{30}, \quad (17.16)$$

указывающей на эффективность сгорания гелия лишь при температурах, превышающих 100 млн кельвинов.

Ядерная физика знает еще много реакций, которые проходят при еще более высоких температурах и с меньшим энергетическим выходом и потому представляют лишь ограниченный интерес как источники звездной энергии, но мы рассмотрим их еще в связи с вопросом об эволюции химических элементов (см. § 20).

## § 18. ЗВЕЗДНЫЕ МОДЕЛИ

Теперь, когда мы знаем пути генерации звездной энергии, можно строить звездные модели не в абстрактно-математической форме, а совершенно конкретно, путем численного интегрирования уравнений, установленных нами ранее. В их числе важнейшую роль играет уравнение (16.3) и решение вопроса: осуществляется ли конвективное или лучистое равновесие? Фундаментальным является также вопрос о химическом составе звезды, определяющем мощность термоядерных реакций и непрозрачность звездного вещества. Не очень благоприятствует построению моделей таких звезд, как Солнце, приблизительно одинаковая мощность циклов p-p и CN в области температуры 15 млн кельвинов и  $\rho = 100 \text{ г/см}^3$ .

Конечно, существует огромное различие между звездами, которые, только что образовавшись как сгущение межзвездного газа и пыли, разогреваются в процессе сжатия, и звездами, которые разгорелись настолько, что в них во всю силу пошли  $p$ - $p$  и  $CN$ -реакции (звезды главной последовательности) и, наконец, звездами, которые растратили весь запас водорода в своих центральных областях и потому в основу их существования должны лечь иные источники энергии. Необходимость такого перехода сильно зависит от того, есть ли перемешивание вещества в крупном масштабе внутри звезды или нет: если оно есть, звезда получает в центральных частях пополнение из оболочки взамен сгоревшего водорода, а если его нет, то, израсходовав водород в ядре, звезда не может существовать без новых энергетических процессов. Примечательно и то, что в тесных двойных системах при мощных приливных воздействиях одной компоненты на другую перемешивание вещества возможно, тогда как у одиночных звезд оно, по-видимому, исключено или мало эффективно.

Высокая степень зависимости генерации энергии от температуры в  $CN$ -цикле заставляет относить источники звездной энергии к самым центральным областям звезды, приближая ее модель к модели точечного источника. Но последняя, как мы видели в конце § 16, требует с необходимостью возникновения в центре звезды конвекции. Это легко понять, не вдаваясь в сложные рассуждения: когда выделение энергии идет очень бурно, один лучистый перенос не в состоянии отводить образующейся энергии, лучистый температурный градиент становится слишком большим, условия (15.32) и (15.35) нарушаются и устанавливается конвекция. Протон-протонная реакция не столь энергична, поток энергии не столь велик и потому конвекция не наступает. Последнее стало вполне ясно, когда за последние годы были произведены обширные вычисления звездных моделей, показавшие, что в применении к звездам, подобным Солнцу, разумный химический состав и правильный интегральный поток энергии получаются для таких моделей, в которых центральная температура не превышает 15 млн кельвинов, а при этой температуре господствует еще протон-протонная реакция и имеет место умеренный температурный градиент, т. е. лучистое равновесие. Зато совершенно необходимо внести в эту модель конвективную оболочку, лежащую под фотосферой до глубин около 125 000 км. Температура здесь не настолько высокая, а плотность достаточно велика, так что произведение  $\rho^{1-\alpha}T^{-3.5}$  в формуле (16.1) для непрозрачности становится большим и лучистый перенос не может отводить всего поступающего снизу тепла. У еще более холодных звезд (красных карликов тем более), хотя конвекция в центре отсутствует, конвективная оболочка простирается много глубже; это ускоряет отток энергии от центра, делает температуру в центре не столь высокой, как думали раньше, а температурный градиент не столь большим, так что протон-протонная реакция работает на пониженном режиме, соответствующем малой светимости звезды. Но у более массивных звезд, чем Солнце, с большей теплоотдачей и более

Таблица 14  
Внутреннее строение звезд разных типов

Звезда	Кастор С	Солнце	Горячая звезда большой массы	Старый красный гигант
<p>Масса <math>M/M_{\odot}</math>; радиус <math>R/R_{\odot}</math>  Абс. звездная величина <math>M_b</math>; спектр Sp</p> <p>Содержание *):  водорода X,  гелия Y,  тяжелых элементов Z</p> <p>Нижняя граница наружной оболочки  расстояние от центра <math>x_1 = r_1/R</math>  масса внутри границы <math>q_1 = M_1/M</math>  температура (млн кельвинов) <math>T_1</math>  плотность <math>\rho_1</math>, г/см<sup>3</sup>  Верхняя граница конвективного ядра:  <math>x_f</math>  <math>q_f</math>  <math>T_f</math></p> <p>Центр звезды:  температура (млн. кельвинов) <math>T_c</math>  плотность <math>\rho_c</math>, г/см<sup>3</sup>  Содержание водорода X<sub>c</sub>  гелия Y<sub>c</sub></p> <p>Основная реакция  Возраст (от начала ядерной реакции), лет</p>	<p>0,6; 0,98  7,8; M1</p> <p>0,7  0,27  0,03</p> <p>конвективной</p> <p>0,663  0,888  2,6  1,94  нет</p>	<p>1; 1  4,8; G2</p> <p>0,8  0,185  0,015</p> <p>конвективной</p> <p>0,824  0,997  1,12  0,035  нет</p>	<p>10; 3,62  -3,95; B1  I вариант</p> <p>лучистой **)</p> <p>0,90  0,09  0,01</p> <p>лучистой **)</p> <p>0,213  0,244  19,3  3,87</p> <p>0,197  0,204  20,4</p> <p>28,5  7,8  0,73  0,26  CN  11,5 млн</p>	<p>1,3; 21,0  -1,14; K0</p> <p>0,90  0,09  0,01</p> <p>конвективной</p> <p>0,08  0,285  1,38  0,037</p> <p>0,056  0,036  33,7</p> <p>39,8  39,8  3,5 · 10<sup>6</sup>  0,00  0,99  CN (вне ядра)  6 млрд</p>

\*) Первоначальное, т. е. то, которое наблюдается в атмосфере, не затронутой ядерными реакциями.

\*\*) У горячей звезды нет конвективной оболочки. Приводимые числа относятся к нижней границе лучистой оболочки, ниже которой вплоть до ядра идет зона лучистого равновесия, где ядерные реакции (CN-цикла) составляют существенную добавку к излучению самого ядра.

\*\*\*)) Изотермическое ядро без реакций.

высокой центральной температурой возникает довольно большое конвективное ядро, так как источником энергии здесь становится CN-цикл. Наоборот, конвективная зона у поверхности, связанная с ионизацией водорода, здесь отсутствует. Водород ионизован практически уже на поверхности звезды. Поэтому у таких звезд модель получается тоже двухфазовой — конвективное ядро, окруженное лучистой оболочкой очень большой толщины. В таблице 14 приведены некоторые числовые характеристики трех описанных моделей.

Модель массивных звезд ( $M = 10M_{\odot}$ ) дана в двух вариантах: вскоре после вступления в строй термоядерных реакций и в конце CN-цикла, когда почти весь водород в ядре «сгорел», превратившись в гелий. Благодаря огромному лучеиспусканию полное превращение ядра в гелиевое совершается очень быстро. У звезд умеренной массы, наоборот, требуется для этого очень долгое время — не десятки миллионов лет, а миллиард и больше.

Но все равно у каждой звезды с массой, большей солнечной, истощение водорода в ядре происходит в обозримый промежуток времени.

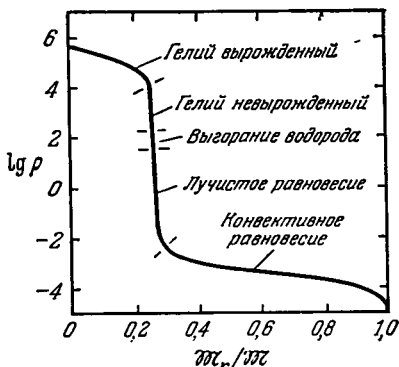
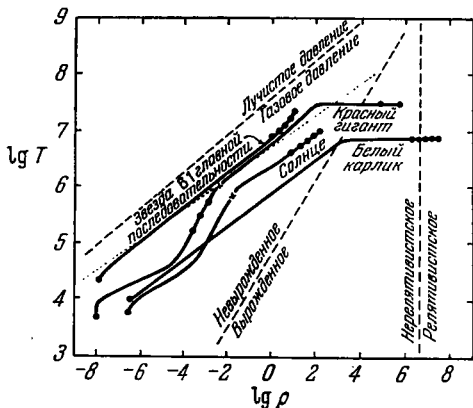


Рис. 101. Распределение плотности в красном гиганте в функции  $q = X_r : X$ . Отчетливо выявляется вырожденное гелиевое ядро с ничтожными размерами — всего лишь 1/800 радиуса звезды

Рис. 102. Диаграмма температура — плотность для звезд четырех типов. Жирные точки соответствуют разбивке недр звезды на пять слоев, в каждом из которых содержится  $1/5$  массы звезды. Прерывистые линии указывают границы различных состояний вещества внутри звезды. Пунктир разграничивает область (горячую, слева сверху), где преобладает рассеяние на свободных электронах, и область (холодную, справа внизу), где преобладает фотоэлектрическое поглощение при свободно-свободных и связанно-свободных переходах, подчиняющиеся закону Крамерса (16.1)



И тогда, при отсутствии перемешивания в ядре, генерация энергии прекращается, ядро становится изотермичным \*). В этом случае генерация энергии происходит в сравнительно тонком слое, прилежащем к ядру. В центре звезд большой массы и радиуса температура и

\*) Если бы не было изотермии, был бы поток энергии, а источников ее нет.

давление умеренны и состояние вещества вполне соответствует идеальному газу. Но у меньших звезд температура и плотность в ядре могут оказаться такими, что газ придет в состояние вырождения. Впрочем, обычно гелиевое ядро полностью вырождено только в самых центральных своих частях. Именно этот случай представлен последней

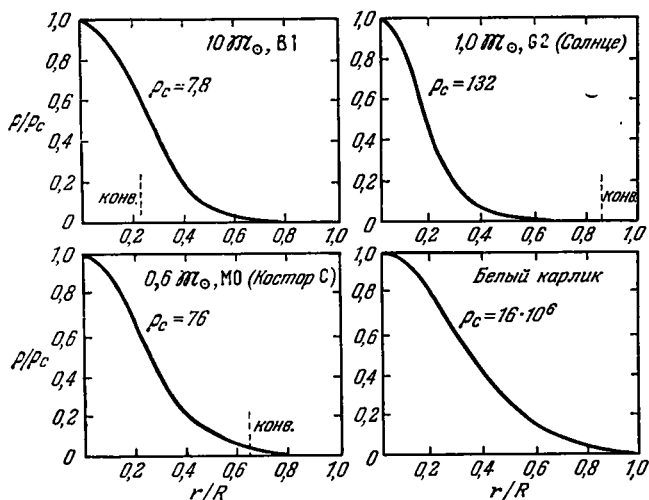


Рис. 103. Распределение плотности в звездах четырех типов. Приведены также абсолютные значения центральной плотности  $\rho_c$  (г/см<sup>3</sup>)

моделью таблицы 14 — моделью красного гиганта умеренной массы. Графическое выражение ее дано на рис. 101.

Для других типов звезд распределение плотности и температуры показано на рис. 102 и 103.

### БЕЛЫЕ КАРЛИКИ

Совершенно особый случай представляют белые карлики, в недрах которых электроны находятся в состоянии релятивистского вырождения (см. § 15). Все говорит за то, что к такому состоянию звезда приходит в результате очень длительной эволюции, во время которой возможные термоядерные источники энергии оказываются исчерпанными и у звезды остается только два источника: гравитационное сжатие и содержащиеся в звезде запасы тепла, которые медленно истощаются по мере лучеиспускания звезды.

Состояние вырождения электронного газа вытекает из так называемого принципа Паули, согласно которому одну ячейку фазового пространства не могут занимать две одинаковые частицы, в частности электроны с одинаковыми спинами, т. е. если они сильно стеснены в малый объем (при высокой плотности), они должны обладать

разными импульсами, следовательно, должны двигаться с разнообразными скоростями даже при очень низкой температуре. Состояния с малыми энергиями оказываются занятыми раньше всего и большее число электронов будет двигаться с большими скоростями, значительно превышающими скорость теплового движения.

Мы видели [формула (15.24)], что для вырождения нужна предельная плотность, зависящая от температуры и от массы частиц  $\mu$ . Для электронов вырождение наступает при гораздо меньшей плотности, чем для протонов, нейтронов и более тяжелых частиц, и в недрах белого карлика оно реализуется почти до самой поверхности, тогда как протоны и другие ионы далеки от вырождения. Господствующая роль в газовом давлении принадлежит в белом карлике электронам, тогда как тепловое ионное давление совсем незначительно, так же как давление излучения.

Следовательно, при гравитационном сжатии гидростатическому давлению вышележащих слоев будет противодействовать не тепловое движение частиц, а электронное давление, которое возрастает из-за возрастающей плотности. Роль температуры может сказаться лишь в том, что она при повышении может снять вырождение. Наоборот, повышение плотности может привести к таким большим энергиям электронов, что наступит релятивистское вырождение.

Уравнение состояния для вырожденного газа описывается двумя параметрическими зависимостями:

$$p = A f(x), \quad (18.1)$$

$$\rho = B x^3, \quad (18.2)$$

где  $x = p_0/mc$ , а  $p_0$  — так называемый *порог Ферми* — есть предельное значение импульса электрона, равное  $\left(\frac{3}{8\pi} n_e h^3\right)^{1/3}$  или, приближенно,

$$\frac{p_0}{mc} \approx 10^{-2} \mu_e^{-1/3} \rho^{1/3}. \quad (18.3)$$

Здесь  $\mu_e^{-1}$  — число электронов, приходящихся на массу вещества, равную массе одного протона,  $m_H$ , т. е.

$$\mu_e^{-1} = X + 1/2 Y + 1/2 Z = 1/2 (1 + X), \quad (18.4)$$

так что в  $1 \text{ см}^3$  содержится

$$n_e = \frac{\rho}{m_H \mu_e} \text{ электронов.} \quad (18.5)$$

Функция  $f(x)$  имеет такие значения: при обычном вырождении ( $\rho < 10^6 \mu_e$ )

$$f(x) \approx \pi^2/5 x^5, \quad (18.6)$$

при релятивистском вырождении ( $\rho > 10^6 \mu_e$ )

$$f(x) \approx 2x^4, \quad (18.7)$$

в соответствии с чем давление изменяется либо как  $\rho^{5/3}$ , либо как  $\rho^{4/3}$ . Независимость  $p$  и  $\rho$  от температуры делает очень простым интегрирование уравнений, определяющих внутреннее строение звезды. Теория приводит к установлению зависимости масса — радиус и предельной массы  $M_{\text{lim}}$ :

$$M_{\text{lim}} = 5,756 \mu_e^{-2} \quad (18.8)$$

в долях массы Солнца. Так как водород в белых карликах отсутствует, то  $\mu_e = 2$  и

$$M_{\text{lim}} = 1,44 M_{\odot}. \quad (18.9)$$

Если учитывать вращение, которое у белых карликов может быть очень быстрым, то предельная масса поднимается до  $2 M_{\odot}$ . Критическое значение массы определяется равенством сил тяготения и давления. При больших массах силы давления не могут более сопротивляться притяжению, и звезда, когда в ней возникают условия вырождения, или начинает катастрофически спадаться (так называемый *коллапс*), или сбрасывает излишек массы. Учет дополнительных эффектов снижает предельное значение массы до  $1,20 M_{\odot}$ . Критическое значение массы определяется из соображений устойчивости конфигурации звезды к различным видам нарушения ее (например, малому сжатию звезды, пульсациям и т. п.). Расчеты, сделанные в последнее время, приводят к таким предельным для белого карлика величинам (без учета вращения):  $M \leq 1,42 M_{\odot}$ ,  $R \geq 1027$  км,  $\rho_c \leq 2,328 \times 10^{10}$  г/см<sup>3</sup>.

Что касается температуры, то внутри белого карлика она почти не меняется. Из-за очень высокой теплопроводности полностью вырожденного газа градиент температуры ничтожен и температура сохраняется на протяжении  $0,98 R$  практически одно и то же значение —  $10^7$  К.

Понятно, что излучение белого карлика есть всего лишь результат расходования тепловой энергии атомных ядер.

Наблюдения позволяют проверить незначительность масс белых карликов с помощью релятивистского эффекта смещения в красную сторону спектральных линий как следствия замедления колебаний в сильном поле тяготения. Общая теория относительности дает для величины такого смещения  $\Delta\lambda$  формулу

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{GM}{c^2 R}, \quad (18.10)$$

и если это смещение истолковать как эффект Доплера, то будет выведено мнимое удаление объекта со скоростью

$$V_r = \frac{GM}{cR}.$$

У 53 белых карликов с измеренными лучевыми скоростями средняя скорость удаления от земного наблюдателя оказалась равной

15 км/с, чему статистически соответствует среднее значение массы  $\overline{M}=0,87 M_{\odot}$ . Впоследствии, при пересмотре вопроса, было получено, что массы  $M$  лежат в пределах от 0,65 до  $0,87 M_{\odot}$  за некоторыми исключениями. У Сириуса В найдено красное смещение  $\Delta v=81 \pm \pm 16$  км/с, против ожидаемого значения  $\Delta v=83$  км/с, соответствующего массе  $1,2 M_{\odot}$ .

## НЕЙТРОННЫЕ ЗВЕЗДЫ. ПУЛЬСАРЫ

Мыслим и коллапс иного рода, который может случиться со звездами более массивными, чем предел (18.9), и привести к плотностям много большим, чем у белых карликов. Он также происходит на конечных этапах эволюции звезд при распаде ядер  $^{56}\text{Fe}$  до гелиевых ядер (см. § 20), когда образуются многочисленные нейтроны, а число электронов убывает, электронное давление падает, коллапс ускоряется, плотность возрастает, электроны сливаются с ядрами и вновь образуются нейтроны. Процесс идет ускоренно. При большой плотности  $10^{13}$ — $10^{14}$  г/см<sup>3</sup> вещество в ядре звезды состоит почти из одних нейтронов с небольшой примесью (1—2 %) электронов и протонов. При таких высоких температуре и давлении нейтроны вполне устойчивы и не распадаются. Высокая плотность достигается из-за того, что нейтроны не испытывают электрического отталкивания и в ядре звезды может образоваться вырожденный нейтронный газ, обладающий упругостью, достаточной для устойчивого противодействия гидростатическому давлению. Этим обеспечивается устойчивое существование нейтронных звезд. Впрочем, состояние вещества в недрах нейтронной звезды следует представлять себе как сверхтекучую жидкость, а ближе к периферии при плотности порядка  $10^8$  г/см<sup>3</sup> и температуре менее  $10^{10}$  К имеется твердая кора, состоящая из взаимно связанных заряженных частиц. Конечно, выше ее существует высокотемпературная плазма. Совершенно необычные физические особенности нейтронной звезды можно представить себе с помощью такой лабораторной модели: стальная сфера с толщиной стенок в 0,1 от его радиуса заполнена жидким  $^3\text{He}$  при температуре абсолютного нуля. В центре находится малое ядро неизвестного состава.

Нейтронная звезда устойчива также в отношении случайных возмущений ее структуры в ту или другую сторону. Вопрос о верхнем пределе массы не вполне выяснен. Не исключено, что массы нейтронных звезд могут достигать 2—3 солнечных масс.

Нейтронные звезды приобрели реальность после открытия в 1967 г. Хьюишем и его сотрудниками (Кембридж, Англия) пульсаров. Открытие было сделано при попытках обнаружить мерцание радиоисточников на неоднородностях межзвездной среды. Были открыты источники, которые в радиодиапазоне испытывали правильные пульсации с периодами в 1 секунду и меньше. К середине 1975 г. их было открыто 147, а к 1986 г. уже около 400. Среди них самый медленный с периодом 3,75 с и считавшийся в течение 15 лет самым быстрым пульсар NP 0532



или «Краб-пульсар», находящийся в Крабовидной туманности: его период 0,033 с. В 1982—1983 гг. были последовательно открыты два миллисекундных пульсара с периодами 1,56 и 6,13 мс соответственно. Такие пульсары немногочисленны в Галактике, как, впрочем, все с  $P < 100$  мс (см. дальше на с. 290). Пока пульсары немногочисленны, их обозначают четырехзначным числом, указывающим прямое восхождение. Иногда прибавляют еще две цифры, обозначающие склонение; перед цифрами ставятся буквы — сокращенное обозначение места, где открыт пульсар. Так, упомянутые миллисекундные пульсары обозначены 1937+215 и 1953+29.

Гидродинамическая теория строения звезды (она очень сложна по сравнению с изложенной в этой главе гидростатической моделью) показывает, что если радиус звезды подвергается возмущению, то звезда начинает пульсировать с фундаментальным периодом  $P$ , который при адиабатическом протекании пульсации, т. е. без подвода энергии извне, должен удовлетворять условию

$$P \sqrt{\bar{\rho}} = 1,19 \cdot 10^4 \Omega^{-1} \text{ с} \cdot \text{г}^{1/2} \cdot \text{см}^{-3/2}, \quad (18.11)$$

где  $\bar{\rho}$  — средняя плотность звезды, а  $\Omega$  — параметр, определяемый строением звезды; он равен единице для однородной модели и больше единицы во всех остальных разумных моделях.

Взяв  $\bar{\rho} = 2,0 \cdot 10^6 \text{ г/см}^3$  — плотность типичного белого карлика Сириуса В, найдем для него период адиабатических пульсаций около 1 минуты и лишь для крайнего случая LP 357—186  $P \approx 1$  с. Но период пульсара Крабовидной туманности 0,033 с невозможно объяснить плотностями белых карликов, нужна плотность на два-три порядка выше. Нейтронные звезды обладают еще более высокой плотностью, например, при радиусе 10 км и массе, равной солнечной, плотность  $\rho \approx 5 \cdot 10^{14} \text{ г/см}^3$ , но у такой звезды период пульсации равен 0,5 миллисекунды, т. е. на полтора порядка меньше самого короткого периода, известного у пульсаров. Таким образом, для пульсации белых карликов периоды пульсаров слишком коротки, а для пульсации нейтронных звезд — слишком велики.

С количественной стороны к периодам пульсации радиоизлучения пульсаров лучше подходит период вращений нейтронной звезды. Действительно (см. § 23), если масса звезды остается неизменной, то, в силу закона сохранения момента вращения, у нее должно сохраняться неизменным произведение  $\omega I$ , где  $I$  — момент инерции звезды, который у однородной звезды равен  $\frac{2}{5} \mathcal{M} R^2$  и уменьшается при уплотнении звезды к центру (см. подробнее § 23). Требуется очень большая степень неоднородности, чтобы коэффициент при  $\mathcal{M} R^2$  был существенно иным. Поэтому если звезда эволюционирует с неизменной массой, то произведение  $\omega R^2$  приблизительно постоянно, и когда звезда сжимается в размерах от  $10^6$  до 100 км, ее угловая скорость должна возрасти в  $10^8$  раз, так что первоначальный период вращения звезды в 10 су-

жок уменьшается до 0,01 с. Учет выброса части массы может увеличить это значение на порядок.

Уже в спектрах белых карликов хорошо видны признаки быстрого вращения. Оно подтверждается также недавно открытой у них сильной круговой поляризацией излучения в непрерывном спектре (до  $3\frac{1}{2}\%$ ), которая сопровождается сильной линейной поляризацией. Такое может случиться только при наличии у звезды очень большого магнитного поля (до  $10^8$  Э). Возникновение подобного поля у белого карлика естественно происходит в процессе сжатия, так как и магнитное поле звезды растет пропорционально  $R^{-2}$  (см. § 28). Импульсы радиоизлучения у пульсаров настолько сильны, что не только причину пульсаций, но и саму энергию пульсаций следует искать в энергии вращения. У тех пульсаров, расстояние до которых известно, можно подсчитать мощность излучения. У пульсара Крабовидной туманности она достигает  $10^{38}$  эрг/с, что на 1,5 порядка превышает мощность излучения Солнца. У всех пульсаров периоды пульсации испытывают вековое замедление, которое примерно соответствует такой убыли ротационной энергии, какая требуется для покрытия пульсирующего излучения и излучения, возбуждаемого им в окружающей среде. Другое дело — механизм этого излучения. К нему мы вернемся ниже в § 24 и 28.

### ПРОВЕРКА ТЕОРИИ ПО ВРАЩЕНИЮ ЛИНИИ АПСИД В ТЕСНЫХ СИСТЕМАХ И ПО СОЛНЕЧНЫМ ПУЛЬСАЦИЯМ

Хотя недра звезд непосредственно ненаблюдаемы, есть одна возможность эмпирической проверки наших теоретически построенных моделей, правда, лишь для одного класса звезд: для горячих звезд главной последовательности. Такие звезды входят в состав некоторых тесных двойных систем, где наблюдается вращение линии апсид, т. е. вращение большой оси орбиты.

У спектрально-двойных звезд это проявляется в виде изменения долготы периастра  $\omega$  и обнаруживается при сравнении орбитальных элементов, полученных из двух достаточно удаленных по времени рядов наблюдений.

У затменных двойных прогрессивный поворот орбиты выражается медленно протекающим смещением вторичного минимума относительно середины между двумя последовательными главными минимумами (см. § 12 и рис. 99). По мере поворота линии апсид смещение изменяется по величине и по знаку, что позволяет определить и значение эксцентриситета орбиты, и период вращения  $U$  линии апсид; обычно это десятки и сотни лет.

Причина вращения орбитального эллипса в тесной двойной системе заключается в том, что компоненты ее из-за взаимных приливных воздействий имеют не шаровую, а деформированную фигуру (в грубом приближении — трехосный эллипсоид), а тогда их орбитальное движение не сводится к движению материальных точек и, следовательно, не является кеплеровским движением; в частности, большая ось эллипса аппроксимирующего орбиту, будет вращаться вперед, в направлении орбитального движения. Скорость вращения тем больше, чем сильнее нарушено гравитационное поле деформацией фигур звезд, т. е. чем больше относительные размеры компонент  $r_1 = R_1/a$ ,  $r_2 = R_2/a$  и чем более они однородны. Если бы в компонентах была очень высокая степень концентрации вещества к центру, то их вполне можно было бы уподобить материальным точкам и отступлений от кеплеровского движения не было бы.

Теория позволяет ввести некий параметр  $k_2$ , от которого в первую очередь зависит скорость движения линии апсид. Он равен 0,750 для однородной звезды

и всего лишь 0,011 для второго варианта модели горячей звезды с массой  $10 M_{\odot}$ , приведенного в таблице 14, т. е. для модели с малым, плотным ядром. Аналогичный вариант для звезды с массой  $2,5 M_{\odot}$  дает значение  $k_2=0,005$  ( $\rho_c=77$  г/см<sup>3</sup>;  $\rho_c:\rho=437$ ). Отношение орбитального периода  $P$  к периоду вращения линии апсид  $U$  дается приближенной формулой

$$\frac{P}{U} = k_{21} r_1^5 \left[ \frac{M_2}{M_1} 16 + 1 \right] + k_{22} r_2^5 \left[ \frac{M_1}{M_2} 16 + 1 \right]. \quad (18.12)$$

Первое слагаемое выражает роль первой компоненты, второе — второй. Единица в квадратных скобках учитывает деформацию компоненты вследствие

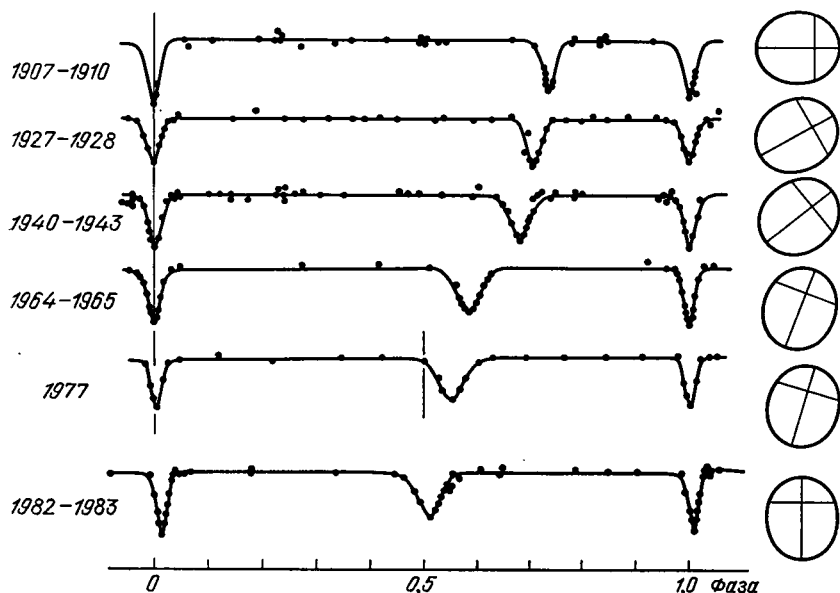


Рис. 104. Эволюция кривой блеска RU Единорога в XX в. вследствие движения линии апсид

осевого вращения, которое в данном случае предполагается имеющим тот же период  $P$ . При значительном орбитальном эксцентриситете коэффициент при отношении масс становится заметно больше.

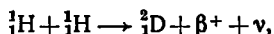
В настоящее время изучено свыше десятка затменных систем с движением линии апсид, для которых хорошо определены радиусы компонент  $r_1$  и  $r_2$  и оценены их массы (рис. 104). Величины  $k_{21}$  и  $k_{22}$  (если считать их равными) могут быть для этих восьми случаев определены из уравнения (18.12) и сравнены с тем, что дает теория в случае моделей горячих звезд главной последовательности для масс  $10,5$  и  $2,5 M_{\odot}$ , ибо именно таковы массы компонент в указанных восьми системах. Получается удовлетворительное совпадение теоретических и эмпирических значений  $k_2$ , если модель брать при значительно продвинувшейся эволюции звезды, потерявшей в ядре почти весь водород, т. е. во II варианте таблицы 14. Так, например, для компонент Y Cyg (см. таблицу 13), где  $U/P=5700$ , получается  $k_2=0,0114$ . Выше было сказано, что  $k_2=0,0110$  для II варианта модели с  $M=10 M_{\odot}$ . Совпадение действительно хорошее; правда, не следует упускать из виду, что масса компонент Y Cyg равна  $17,7 M_{\odot}$ , а не  $10 M_{\odot}$ .

В 1975 г. в трех странах, СССР, Англии и США, почти одновременно тремя независимыми группами ученых было сделано выдающееся открытие: пульсация солнечной фотосферы с периодом 2 ч 40 мин (в США нашли период 17 мин) и амплитудой  $\pm 6$  км (наибольшая скорость приближения или удаления поверхности Солнца от наблюдателя 2 м/с). Если рассматривать этот результат с точки зрения теории адиабатических пульсаций газовых шаров, то он говорит за то, что Солнце практически не имеет концентрации вещества к центру, а это сопровождается и весьма незначительным возрастанием температуры к центру. Как крайний предел отсюда получается центральная температура  $T_c \leq 6,5 \cdot 10^8$  К, а тогда протон-протонная реакция даст энергии в  $10^4$  раз меньше, чем фактически наблюдается у Солнца.

Если строение Солнца соответствует стандартной или близкой к ней модели с  $T_c \approx 15 \cdot 10^8$  К и плотностью  $\rho_0: \bar{\rho} \approx 50$ , его период пульсаций должен быть значительно меньше, в частности, был бы приемлем период 48 мин [см. формулу (18.11)], который фактически намечается в наблюдениях, но с очень малой амплитудой. Теория акустических колебаний газовых шаров \*) в применении к Солнцу указывает на периоды 48 мин и 191 мин, но в то время как первый из них соответствует фундаментальному радиальному колебанию, второй относится к квадрупольному колебанию (т. е. нерадиальному), и трудно понять, почему второе много сильнее (по амплитуде) первого.

Теоретики продолжают изучать этот вопрос, считая, что решение его далеко не закончено. Но астрономам приходится параллельно решать также и другой вопрос: правильны ли наши представления о центральной температуре Солнца  $T_c = 15 \cdot 10^8$  К и, тем самым, об источниках звездной энергии вообще? Здесь можно опереться на другой эксперимент, задуманный около 20 лет назад и осуществленный в полной мере за последние 5 лет.

Его теоретическая основа лежит в протекании протон-протонной реакции, первый этап которой таков (с. 211):



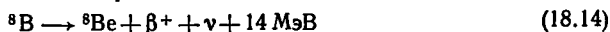
а в процессе всей реакции при образовании одного гелиевого ядра выделяется энергия 24,2 МэВ плюс два нейтрино  $\nu$ , каждый из которых имеет среднюю энергию 0,26 МэВ. В то время как фотоны, рожденные в недрах звезды, затрачивают для выхода из недр звезды миллион лет, нейтрино вылетают оттуда практически мгновенно, так как движутся со скоростью света, не испытывая столкновений с другими частицами. Можно рассчитать, каков будет их поток, попадающий на единицу земной поверхности. Он оказывается равным  $6,4 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  и остается неуловимым, так как и земной шар нейтрино пронизывают практически беспрепятственно. Однако ничтожная часть их все же задерживается и может стать наблюдаемой по производимому ими эффекту.

Это осуществляется в эксперименте Дэвиса, использовавшего реакцию «обратного бета-распада», когда ядро устойчивого изотопа хлора  $^{37}\text{Cl}$  при поглощении нейтрино  $\nu$  превращается в радиоактивный изотоп аргона  $^{37}\text{Ar}$ , также относительно устойчивого:



К сожалению, энергия  $\nu$  в  $p$ - $p$ -реакции (0,26 МэВ) недостаточна для осуществления реакции (18.13).

Параллельно с  $p$ - $p$ -реакцией при  $T \sim 1,5 \cdot 10^7$  К идет реакция



(см. с. 211), при которой нейтрино несравненно более энергичны (в среднем 7,2 МэВ) и способны успешно участвовать в реакции (18.13), однако число их на четыре порядка меньше, чем в реакции  $p$ - $p$ : их поток на поверхность Земли не больше  $3,2 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ .

\*) Воронцов С. В., Жарков В. Н. // Nature.—1977.—V. 265.—Р. 426—427.

В опыте Дэвиса бак, содержащий  $400 \text{ м}^3$  четыреххлористого углерода  $\text{C}_2\text{Cl}_4$  (610 тонн), помещен на глубине 1450 м в заброшенной шахте. Изотоп  $^{37}\text{Cl}$  составляет четвертую долю всех атомов хлора и в рассматриваемой емкости он представлен  $2 \cdot 10^{30}$  атомами. Поперечное сечение столкновения нейтрино из реакции (18.14) с ядром  $^{37}\text{Cl}$  равно  $1,35 \cdot 10^{-42} \text{ см}^2$  на каждое ядро-мишень, поэтому в емкости Дэвиса должно образовываться 0,80 ядер  $^{37}\text{Ag}$  в сутки, тогда как эксперимент, проводившийся три года, показал, не больше 0,2 ядра в сутки. Более того, кроме нейтрино от реакции (18.14) на Солнце должны возникать энергичные нейтрино от других реакций, которые доводят теоретический выход до 1,08 ядра  $^{37}\text{Ag}$  в сутки. Расхождение с практическим выходом,  $< 0,2 \text{ } ^{37}\text{Ag}$ , еще разительнее!

Можно ли отсюда прийти к выводу, что наши взгляды на термоядерную природу звездной энергии ложны? Такой вывод был бы преждевременным. Как и в вопросе о солнечных пульсациях, в теории обнаруживаются отдельные погрешности и неуверенности в расчетах, которые необходимо устранить. Тем более что вращение линии апсид в тесных двойных системах, наоборот, вселяет в нас уверенность в правильности теории внутреннего строения звезд, хотя доминирующие факторы в этом случае находятся в звездной оболочке.

## § 19. ЭВОЛЮЦИЯ ЗВЕЗД

В настоящем параграфе мы рассмотрим только те эволюционные пути, которые звезда испытывает вследствие изменения источников энергии. Мы не будем рассматривать те этапы, которые сопровождаются острой неустойчивостью звезды, приводящей к сильным, а иногда катастрофическим изменениям всей ее структуры. Мы оставим в стороне также эффекты корпускулярной неустойчивости звезды, когда с ее поверхности выбрасываются газовые потоки или разреженные потоки электронов, протонов и других ядер. Мы пройдем, наконец, мимо процессов перемешивания вещества в звезде между ее центром и поверхностью, — процессы, которые, как сказано выше, действительны только в тесных двойных системах. Подобные тонкости будут нами затронуты (каждая в своем месте) как поправки к основной теории. Путеводной нитью для нас будет служить соответствие теоретически найденных последовательностей звездных моделей с реальными последовательностями на диаграмме Герцшпрунга — Рассела ( $\Gamma - R$ ).

### ДИАГРАММА ГЕРЦШПРУНГА — РЕССЕЛА И ЭВОЛЮЦИЯ ЗВЕЗД

Диаграмма  $\Gamma - R$  связывает между собой абсолютные звездные величины  $M$  или — через формулу  $M = 2,5 \lg L + \text{const}$  — светимости и спектры индивидуальных звезд, а через равенство

$$L_b = 4\pi R^2 \sigma T_e^4 \quad (19.1)$$

— светимости, радиусы и эффективные температуры звезд. В разумных пределах возможного разнообразия величин  $L_b$  и  $T_e$  на ней нет «пустых» мест, так что любая пара значений  $(L_b, T_e)$  или  $(M_b, \text{Sp})$ , получающаяся из теоретической модели, возможна и допустима. При этом и радиус получится «правильный», так как формула (19.1) обязательна и для теоретической модели, и для реальной звезды. Важнее другое — чтобы масса модели и масса звезды совпадали. Это будет уже неплохой

эмпирической проверкой теории внутреннего строения звезды. Но здесь мы встречаемся с двумя обстоятельствами:

а) эмпирическая зависимость между светимостью и массой звезд, как показывают формулы (13.1)—(13.6), связывает только  $M$  и  $L$ , т. е. имеет вид  $f(L, M)=0$ , тогда как теория приводит нас к зависимости вида  $\varphi(L, M, R)=0$ , т. е. вводит еще один параметр — радиус звезды;

б) в функцию  $\varphi$  входит еще и средняя молекулярная масса  $\bar{\mu}$ , как это видно из формулы (16.6) и других, ей подобных (они не приведены в тексте), тогда как эмпирически величина  $\bar{\mu}$  не поддается определению.

Противоречие а) смягчается, если вспомнить, что эмпирическая зависимость  $f(L, M)=0$  выглядит различно для звезд разных групп, в то же время внутри каждой группы звезд на диаграмме  $\Gamma - R$  имеется своя зависимость  $\psi(L, R)=0$ . Немудрено, что эмпирическая зависимость  $M$  от  $L$ , если ее выводить для всех звезд сразу, имеет большую дисперсию и много случаев больших отклонений.

Что касается обстоятельства б), то оно прямо указывает на эволюционную изменчивость звездных характеристик, так как при термоядерных источниках молекулярная масса вещества звезды меняется, а это сильно отражается на других параметрах, входящих в уравнение типа (16.1), потому что  $\bar{\mu}$  входит в очень высокой степени. Следовательно, если общие физические представления об изменении химического состава, высказанные нами раньше, верны, то можно проследить перемещение звезды по диаграмме  $\Gamma - R$  в функции времени и искать на этой диаграмме участки, заселенные звездами, представляющими разные этапы звездной эволюции. Именно в этом смысле мы говорим об отыскании совпадения реальных и модельных последовательностей на диаграмме  $\Gamma - R$ .

## КОНТРАКЦИОННАЯ ФАЗА ЗВЕЗДНОЙ ЭВОЛЮЦИИ

В настоящее время наиболее широким признанием пользуется идея о зарождении звезд путем конденсации газо-пылевого межзвездного вещества (см. главу VI). Под действием сил тяготения первоначально очень большое холодное сгущение пыли и газа принимает сферическую форму и начинает сжиматься. При этом за счет уменьшения потенциальной энергии происходит разогревание и отдача тепловой энергии в окружающее пространство, по схеме эволюции Гельмгольца — Кельвина [см. § 17, формулы (1)—(10)]. Эта фаза развития звезды называется *контракционной* (contractio — лат. — сжатие).

Гравитационная энергия является единственным источником нагрева сжимающейся звезды лишь в начале контракционной фазы. В это время перенос энергии внутри звезды осуществляется только путем конвекции. После того как звезда достигает довольно высокой светимости, она очень быстро эволюционирует по диаграмме  $\Gamma - R$  почти вертикально вниз, что вызывается быстрым уменьшением радиуса и,

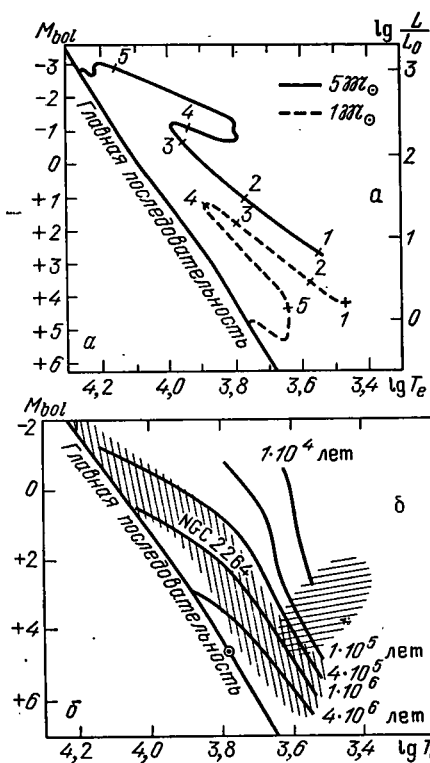
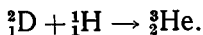


Рис. 105. Контракционная фаза эволюции звезды на диаграмме Герцшпрунга — Рессела. а) Эволюционные пути двух звезд с массами в пять и одну солнечную массу. Цифрами указаны возрасты звезды, приблизительно от начала конденсации до сотен тысяч лет у звезды с  $5M_{\odot}$  и миллиона лет у звезды  $1M_{\odot}$  (рисунок заимствован из Annual Review of Astronomy and Astrophysics, 1975, v. 13). б) Диаграмма Герцшпрунга — Рессела для рассеянного звездного скопления NGC 2264 (заштриховано) и линии равного возраста на ней для звезд разных масс в контракционной фазе развития. В то время как массивные звезды успели давно достичь главной последовательности, звезды, по массе близкие к Солнцу, еще находятся правее главной последовательности. Расположение звезд и линии равного возраста указывают на то, что скопление NGC 2264 вряд ли старше 5 млн лет. Заштрихованная овальная область справа указывает на положение красных звезд, наблюдаемых в окрестностях туманности Ориона

следовательно, повышением ее внутренней температуры. На этом этапе во внешней оболочке звезды открывается дорога для сгорания дейтерия, согласно второй строке протон-протонного цикла (см. § 17)



Процесс этот длится недолго, так как дейтерия немного и существенного замедления падения светимости звезды не произойдет. Вступают в строй и другие низко-температурные ядерные реакции, связанные с выгоранием таких элементов, как Li, Be, B, мало обильных и потому мало эффективных в энергетическом отношении. Но в центре звезды возникает область лучистого равновесия с температурным градиентом, меньшим, чем при конвекции. С ростом лучистого ядра гравитационное сжатие замедляется, а падение светимости вовсе прекращается, сменяясь небольшим повышением. Так как при этом радиус звезды все еще уменьшается, температура поверхности звезды начинает расти и путь эволюции звезды по диаграмме Г — Р поворачивает налево, все более приближаясь к главной последовательности (рис. 105, а). На этой стадии начинается сгорание водорода и скорость эволюции звезды сильно снижается. Если на предыдущие стадии развития звезды затрачивались немногие миллионы лет, то теперь для достижения главной последовательности звезды требуются многие десятки миллионов лет, а у звезды с массой в  $0,1-0,2M_{\odot}$  — даже сотни миллионов лет.

Рассмотренный нами контракционный участок эволюции звезды начинается с фазы высокой светимости при умеренной температуре. К этому состоянию звезда приходит путем быстрого скачка из состоя-

ния холодного ( $<1000$  K) и слабо светящегося объекта. Эти фазы разделены этапом неустойчивости, связанной с ионизацией основной массы водородных и гелиевых атомов, наступающей при температуре от 10 до 50 тыс. кельвинов в глубинах звезды. Увеличение светимости настолько велико (в 200—400 раз для звезд солнечной массы), что наблюдателем оно будет отмечено как рождение звезды, ранее не существовавшей. Подобное появление фактически наблюдалось в окрестностях туманности Ориона в виде звездообразных узелков, выявляющихся при сопоставлении фотографий, разделенных десятками лет.

Особенную известность приобрела звезда FU Ориона (FU Ori), связанная с глобулой, кометообразной туманностью и яркой водородной туманностью. Эта звезда испытывала быстрые с точки зрения звездной эволюции изменения блеска (на  $6^m$  за год), соответствующие нашим теоретическим представлениям о протозвездной фазе эволюции звезды, а именно этапу между фазами 2 и 3 на эволюционных треках рис. 105, а. Содержание лития в ее атмосфере более чем в сто раз богаче, чем у Солнца, а ведь именно Li «выгорает» первым в процессе звездной эволюции.

## ЭВОЛЮЦИЯ ЗВЕЗД НА ТЕРМОЯДЕРНОЙ ОСНОВЕ

В противоположность скачкообразному возникновению, окончание контракционной фазы развития и переход к термоядерной знаменует собой начало очень медленной эволюции внутри главной последовательности. Так, например, от той эпохи, когда Солнце вступило на главную последовательность, до настоящего времени прошло не меньше 3 млрд лет, в течение которых Солнце слегка разогрелось, его светимость возросла как за счет роста продуктивности  $p$ - $r$  цикла, так и за счет небольшого увеличения средней молекулярной массы  $\mu$ , как следствие расходования водорода [см. формулу (16.6)]. По этой схеме развития два миллиарда лет назад Солнце было холоднее современного и излучало энергии процентов на 20 меньше, чем сейчас. Если в ту эпоху (докембрийский период, от которого до нас дошли древнейшие признаки жизни, а именно остатки водорослей) Земля была на нынешнем расстоянии от Солнца, то средняя годовая температура Земли была около  $0^\circ\text{C}$ .

Не только массивные звезды, но и звезды умеренной и даже малой массы на контракционной фазе развития короткое время пребывают в области диаграммы Г — Р, занятой гигантами и субгигантами, причем внутреннее их строение совершенно непохоже на внутреннее строение старых гигантов с вырожденным ядром, модель которых мы рассмотрели в § 18. «Контракционные» гиганты и субгиганты, кроме того, не могут быть многочисленны на звездном небе именно потому, что их длительность существования крайне невелика. Стадия заканчивается переходом существования звезды на термоядерную основу. Звезда оказывается на линии главной последовательности диаграммы Г — Р. Для всей совокупности звезд разных масс этим определяется



нулевая линия или «начальная» главная последовательность, являющаяся границей наибольшего возможного перемещения звезды налево по диаграмме Г — Р. Пересечь эту границу могут звезды лишь в конце своей эволюции (см. дальше) или при существенно ином химическом составе; так, субкарлики, бедные металлами, располагаются на диаграмме Г — Р левее начальной главной последовательности.

Эмпирически нулевая линия определяется как левая граница на диаграмме Г — Р, построенной для молодых рассеянных звездных скоплений \*).

Естественно полагать, что в таком скоплении самые старые звезды немногим старше самых молодых и если с помощью физических представлений о контракционной стадии, очерченных выше, нанести на диаграмму Г — Р кривые равного возраста (начиная от  $R=\infty$ ), то звезды скопления будут лежать между кривыми, соответствующими наибольшему и наименьшему возрасту. Так дело и обстоит в случае звездного скопления NGC 2264 (рис. 105, б), у которого более горячие, т. е. более массивные звезды, уже достигли главной последовательности, а менее массивные располагаются правее (или выше) ее. Защищенная область, занятая звездами из NGC 2264, располагается между кривыми возраста 400 тыс. лет и около 4 млн лет. Тем самым определяется и возраст скопления. Еще далее отстоят от главной последовательности мало массивные ( $1/5 - 1/10 M_{\odot}$ ) красные звезды M2 — M4 в скоплении вокруг туманности Ориона (рис. 105, б в овале). Их возраст не превосходит 700 тыс. лет.

## ЭВОЛЮЦИЯ К КРАСНЫМ ГИГАНТАМ

Как видно из диаграммы Г — Р на рис. 73, многие звездные скопления, образовавшиеся раньше, уже успели отклониться вправо от нулевой линии главной последовательности в разной степени, в зависимости от возраста, и больше в верхней части, чем в нижней, так как эволюция массивных абсолютно ярких звезд протекает быстрее. Самый процесс такой эволюции детально изображен на диаграмме рис. 106, построенной для звезды В2 с массой  $5M_{\odot}$  и первоначальной светимостью около  $400 L_{\odot}$ , причем в последнем, очень быстро протекающем этапе этой эволюции лучеиспускание звезды поддерживается ядерными реакциями в тонком слое, примыкающем к ядру, и сжатием ядра, состоящего почти из чистого гелия ( $X=0$ ,  $Y=1-Z$ ). Это сжатие приводит к центральной температуре около 80 млн кельвинов и плотности свыше  $4000 \text{ г/см}^3$ , при которых начинается реакция (17.16) сгорания  ${}^3\text{He}$ . Но прежде чем это будет возможно, звезда существует только за

\*) Дальнейшая эволюция звезд главной последовательности идет либо вдоль нее, либо вправо от нее. Развитие влево возможно при полном перемешивании вещества внутри звезды, что у одиночных звезд не встречается. Звезды, находящиеся на диаграмме Г — Р левее главной последовательности, либо имеют отличный химический состав (субкарлики), либо представляют поздние стадии развития, быть может, как результат катастрофы (горячие субкарлики, белые карлики и т. п.).

счет слоевого источника у границы ядра и сжатия изотермического ядра. У звезд умеренной массы ядро в этой фазе вырождено (см. рис. 102) и большая подвижность электронов в нем способствует высокой теплопроводности, так что ядро отдает часть освобождающейся энергии, используя другую часть для разогревания. Несмотря на растущую температуру ядра, поверхность звезды не становится горячее, как это видно на горизонтальной

ветви диаграммы рис. 106, так как непрозрачность вещества растет, лучистый градиент становится большим и неизбежно возникает конвекция, которая устанавливает «свой» адиабатический градиент. Разогревание вещества выше слоевого источника вызывает расширение оболочки, ставшей конвективной, быть может, до самой поверхности. Радиус звезды становится большим, и выход внутреннего тепла распределяется теперь по большой поверхности, и эффективная температура даже падает. На диаграмме Г—Р звезда перемещается вправо.

Если первоначальная масса звезды велика (15—10 $M_{\odot}$ ), то переход вправо

совершается в области сверхгигантов (рис. 107). Звезды с массой Солнца продвигаются в область субгигантов и нормальных гигантов — желтых и красных, приближаясь к модели, показанной в таблице 14, в последнем столбце. При этом существенную роль играет содержание тяжелых элементов в звезде. Если их мало, то фотоэлектрическое поглощение лучистой энергии электронами невелико и прозрачность вещества звезды высокая; мы как бы заглядываем в недра звезды, и такие звезды имеют несколько более высокую температуру на поверхности, чем звезды с богатым содержанием металлов. Но мы видели в главе II, что звезды II типа населения бедны металлами сравнительно со звездами I типа, и потому гиганты сферической составляющей (II типа) будут обладать более высокой температурой, т. е. располагаться на диаграмме Г—Р левее гигантов плоской составляющей. То же имеет место у субкарликов по отношению к главной последовательности.

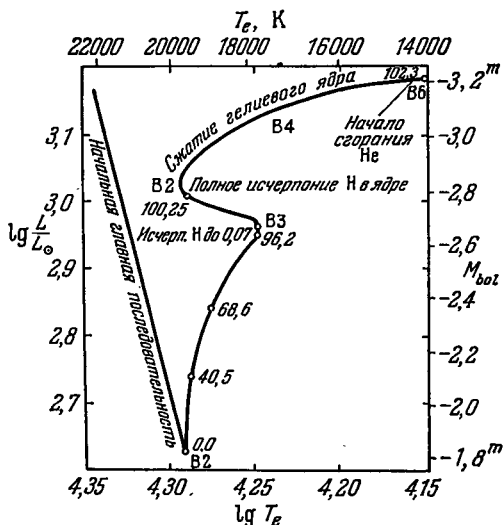


Рис. 106. Схема эволюции звезды с массой 5,0  $M_{\odot}$  от спектрального класса B2. Вдоль эволюционной кривой проставлены числа, указывающие возраст соответствующего состояния звезды от момента оставления ею главной последовательности, выраженный в млн лет

Если мы обратимся к диаграмме  $\Gamma - P$  на рис. 73, то заметим, что ветви гигантов шаровых звездных скоплений (М 3, М 13, М 92), принадлежащих сферической составляющей, смещены влево по отношению

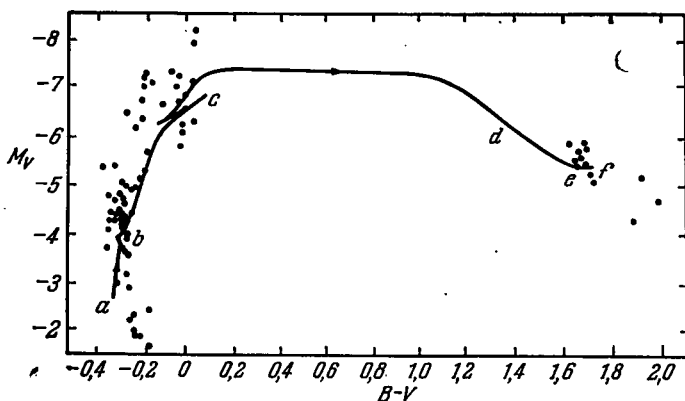


Рис. 107. Схема эволюции массивной звезды  $M = 15M_{\odot}$ , начерченная на диаграмме Герцшпрунга — Рассела для рассеянного звездного скопления  $\eta$  и  $\chi$  Персея

к гигантам рассеянных скоплений Гиад, Яслей, NGC 752 и особенно М 67, одному из самых старых среди известных рассеянных скоплений, имеющему много звезд, особенно продвинувшихся вправо в область холодных гигантов \*).

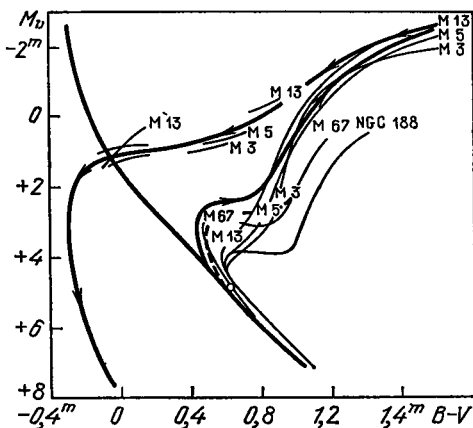
### ДАЛЬНЕЙШАЯ ЭВОЛЮЦИЯ ЗВЕЗДЫ

Итак, звезда умеренной массы ( $1,1 - 1,3M_{\odot}$ ) после истощения в области ядра водорода переходит по диаграмме  $\Gamma - P$  вправо (рис. 108), превращаясь в гигант с вырожденным ядром, модель которого показана в последней колонке таблицы 14. Далее происходит сжатие (и увеличение массы  $q_j$ ) ядра, разогревание его и, так же как и в случае массивных звезд, возникновение реакции  $3^4\text{He} \rightarrow ^{12}\text{C}$ . В эту пору звезда достигает наибольшей светимости и, по-видимому, продвижение ее в области гигантов вправо и вверх на диаграмме  $\Gamma - P$  прекращается. При этом в структуре звезды происходят быстрые потрясения, когда ее центральная температура достигает 300 млн кельвинов, скорость сгорания  $^4\text{He}$  становится колоссальной, а выход энергии за пределы ядра практически закрыт непрозрачностью вещества ядра и инертностью конвекции. В такой обстановке прекращается вырождение вещества ядра, ядро расширяется и охлаждается. Бурная конвекция может выйти в область богатой водородом лучистой оболочки и далее соединиться с конвективной внешней оболочкой, а это радикально изменяет всю внутреннюю структуру звезды, превращая ее в химически однородную с богатым содержанием гелия. В каком месте диаграммы

\*) Еще старше звездное скопление NGC 188, располагающееся на диаграмме  $\Gamma - P$  значительно правее М 67 (см. рис. 108).

Г — Р находится звезда, когда в ней происходит гелиевая вспышка? Возможно, что во время вспышек звезда очень быстро (за 3000 лет) спускается вдоль ветви гигантов влево вниз на горизонтальную ветвь диаграммы (см. рис. 73), представленную почти у всех шаровых звездных скоплений. Здесь есть этап неустойчивого состояния звезд в виде

Рис. 108. Схема эволюции звезд умеренной массы  $1,1-1,3 M_{\odot}$  на фоне диаграммы Герцшпрунга — Рассела для ряда рассеянных (M 67 и NGC 188) и шаровых (все остальные) звездных скоплений. Для звезд, богатых металлами ( $A=8 \times 10^{-3}$ ), эволюционный путь звезды показан штриховой кривой; для звезд, бедных металлами ( $A=4 \cdot 10^{-3}$ ), эволюционный путь показан сплошной кривой. Продолжительность эволюции в первом случае около 7—8 млрд лет, во втором (до правого верхнего угла) — около 12—15 млрд лет. Нисходящая часть эволюционной кривой влево вниз основана на догадках и не базируется ни на каких расчетах. Возраст NGC 188 по этой диаграмме можно оценить в 10—12 млрд лет, т. е. немногим меньше возраста шарового звездного скопления M 3



переменных звезд типа RR Лиры, занимающих на диаграмме резко очерченную область между значениями  $B - V$  от 0 до  $0,4^m$  и  $M_v$  от 0 до  $-1^m$ . Как увидим дальше (глава V), теоретически у звезд, богатых гелием, возможны устойчивые пульсации. Нормальные звезды не попадают на место диаграммы Г — Р, занимаемое звездами типа RR Лиры, так что это место диаграммы получило название «пробела Герцшпрунга». Проходят ли звезды этот пробел и связанную с ним пульсацию справа налево или слева направо — не ясно, так же как и не ясны причины присутствия на диаграммах Г — Р для шаровых скоплений белых звезд левее главной последовательности. Быть может, это звезды, живущие за счет последних остатков ядерной энергии и их дальнейшая судьба — спуститься по бело-голубой последовательности (глава II) в состояние белых карликов.

Конечно, в результате долгой эволюции и маломассивная звезда могла бы прийти к стадии белого карлика, но более интересен путь к белому карлику через фазу гиганта умеренной массы или такого же сверхгиганта, эволюционировавшего быстро. Так как у белых карликов существует верхний предел массы, то массивная звезда может стать белым карликом, лишь сбросив избыток массы.

Такой этап скорее могут переживать гиганты и сверхгиганты весьма больших размеров. Так, у звезды  $\alpha$  Нег (M5 II), размеры которой огромны, спектроскопически (по смещению спектральных линий) наблюдается непрерывный выброс вещества в окружающую оболочку (а оттуда — в межзвездное пространство) с интенсивностью  $5 \times 10^{-8} M_{\odot}/\text{год}$ , что приводит к ощутимой убыли в  $1 M_{\odot}$  за 20 млн лет.

В главе V мы вообще увидим примеры более энергичного выброса у некоторых горячих звезд, а у двойных звезд контактного типа это явление особенно бурное.

Но выброс оболочки может носить и дискретный характер в результате возникшей в ней неустойчивости, причина которой совсем не термоядерный взрыв, а, например, возникающие при мощных турбулентных движениях в атмосфере ударные волны или действие возросшего выше норм излучения, оказывающего лучистое давление на атомы — процесс, облегченный тем, что на поверхности рассматриваемых звезд напряжение силы тяжести мало. После такого «сброса» неустойчивости обнажаются внутренние горячие зоны звезды, которые продолжают разогриваться, а оболочка окружает звезду и по истечении некоторого времени, достаточно от нее удалившись и подвергнувшись интенсивному ультрафиолетовому облучению горячей звездой, станет видимой для нас как планетарная туманность (см. главу VI, § 28). В это время ядро бывшего сверхгиганта или гиганта — вырожденное углеродно-кислородное, окруженное двойным слоевым источником, в котором продолжается сгорание гелия, а ближе к поверхности догорают остатки водорода. К ним добавляется H и He из оболочки. Дальнейшая убыль массы прекращается. Оболочка начинает сжиматься, а ее  $T_e$  возрастает. Но когда выгорит и значительная часть He и от его полной массы останутся десятки доли процента, температура слоев, прилежащих к ядру, упадет, и в них, обладающих высокой плотностью, установится вырождение, сливающееся с еще более плотным вырожденным ядром. Вырождение распространяется мало-помалу на всю звезду, и она становится горячим белым карликом, который продолжает существовать за счет содержащейся в нем тепловой энергии, — стадия, которая может продолжаться сотни миллионов лет, между тем как стадия сосуществования с планетарной туманностью длится около  $10^4$  лет. За это время туманность удаляется и сама звезда, остыв, больше не в состоянии поддерживать свечение туманности.

Можно представить себе другой эволюционный путь, связанный с резкими нарушениями непрерывности развития, но об этом будет сказано в своем месте (см. § 24).

Наконец, следует отметить еще один эволюционный фактор в развитии звезд на поздних фазах, когда и температуры и плотности достигают высоких значений. Это — нейтринное излучение, которое мы отмечали уже в реакциях p-p и CNO (в реакциях сгорания He нейтрино не выделяется). Но оно было незначительно и составляло лишь небольшую часть выхода энергии.

На с. 205 мы указывали на образование пары нейтрино  $\nu$  и анти-нейтрино  $\bar{\nu}$  из  $\gamma$ -кванта при участии электрона и рассматривали его как механизм поглощения. На самом деле это — самый непосредственный унос энергии за пределы звезды. Другой процесс — нейтринная аннигиляция пар  $e^- + e^+ \rightarrow \nu + \bar{\nu}$  — эффективно действует в том же

смысле, и, наконец, в области сравнительно низких температур, но высоких давлений очень активен плазменный процесс, возникающий от взаимодействия электромагнитных волн с ионизованным газом. В плазме некоторый комплекс имеет нормальную форму колебаний, частота которых превышает некоторую критическую ( $2\pi c/\lambda$ ). Это — так называемый *плазмон*, который ведет себя как частица с массой покоя, отличной от нуля, и может распасться на пару  $v + \bar{v}$ , так что энергия-импульс его сохраняется, а для звезды теряется.

Темпы потери в звездах энергии при нейтринном излучении могут быть очень значительны. Правда, количественно все они определены чисто теоретическим путем. Фактическая эволюция звезд может стать хорошим средством проверки теории.

## § 20. ЭВОЛЮЦИЯ ХИМИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ

Химический состав Земли, планет, Солнца (внешних слоев), метеоритов, звезд (внешних слоев) и межзвездного вещества, как мы это еще увидим дальше, в общем сходен, а если в чем-либо проявляется несходство, то обычно его удается объяснить эволюцией соответствующих космических образований, исходя из идеи первоначально единого химического состава вещества во Вселенной.

Мы не будем рассматривать вопрос о химическом составе вещества нашей части Вселенной на самых начальных стадиях ее возникновения и развития. Как он ни интересен, его разработка слишком еще далека от той фазы, по достижении которой он может быть включен в учебник — ничего, кроме взаимно исключающих гипотез. Одну из таких гипотез вынуждены высказать и мы, но это будет гипотеза простейшего состояния вещества: все вещество Вселенной в начале нынешней стадии развития состояло из протонов и электронов, объединявшихся в атомы водорода.

### СОВРЕМЕННАЯ РАСПРОСТРАНЕННОСТЬ ХИМИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ ВО ВСЕЛЕННОЙ

Каким образом из этого состояния образовалось все разнообразие химических элементов с их современным относительным содержанием (таблица 15)?

В относительном содержании химических элементов в космосе наблюдается несколько любопытных особенностей:

- а) подавляющее преобладание водорода и гелия;
- б) заметное преобладание элементов группы  $^{12}\text{C}$ ,  $^{14}\text{N}$ ,  $^{16}\text{O}$ ,  $^{20}\text{Ne}$  над металлами;
- в) крайне бедное содержание легких элементов  $^7\text{Li}$ ,  $^9\text{Be}$ ,  $^{11}\text{B}$ ;
- г) неуклонное падение содержания элементов с ростом их атомной массы, прерываемое отдельными выбросами, как у  $\text{Mg}$ ,  $\text{Si}$ ,  $\text{S}$  и особенно у  $\text{Fe}$ , где находится так называемый «железный пик», включающий в себя также  $\text{Ni}$ ,  $\text{Mn}$ ,  $\text{Cr}$ ;

Таблица 15

## Содержание различных химических элементов в космосе

Приведены значения числа атомов по отношению к кремнию, для которого это число принято равным  $10^6$ . Представлены два варианта: по определению Зюсса—Юри (1956) и по сводке Аллена из определений 1967—1970 гг.

	Элемент	Зюсс—Юри	Аллен		Элемент	Зюсс—Юри	Аллен
1	H	$4,00 \cdot 10^{10}$	$3,02 \cdot 10^{10}$	44	Ru	1,49	1,2
2	He	$3,08 \cdot 10^9$	$2,57 \cdot 10^9$	45	Rh	0,214	0,5
3	Li	100	25	46	Pd	0,675	0,8
4	Be	20	0,3	47	Ag	0,26	0,2
5	B	24	2,5	48	Cd	0,89	2
6	C	$3,5 \cdot 10^6$	$1,0 \cdot 10^7$	49	In	0,11	0,8
7	N	$6,6 \cdot 10^6$	$2,75 \cdot 10^6$	50	Sn	1,33	1
8	O	$2,5 \cdot 10^7$	$2,0 \cdot 10^7$	51	Sb	0,246	0,3
9	F	1600	$1,2 \cdot 10^3$	52	Te	4,67	3
10	Ne	$8,6 \cdot 10^6$	$2,51 \cdot 10^6$	53	I	0,80	0,8
11	Na	$4,38 \cdot 10^4$	$5,37 \cdot 10^4$	54	Xe	4,0	3
12	Mg	$9,12 \cdot 10^5$	$7,94 \cdot 10^5$	55	Cs	0,456	0,5
13	Al	$9,48 \cdot 10^4$	$7,41 \cdot 10^4$	56	Ba	3,66	2,7
14	Si	$1,00 \cdot 10^6$	$1,00 \cdot 10^6$	57	La	2,00	1,2
15	P	$1,00 \cdot 10^4$	$1,00 \cdot 10^4$	58	Ce	2,26	1,90
16	S	$3,75 \cdot 10^5$	$4,79 \cdot 10^5$	59	Pr	0,40	0,76
17	Cl	8850	$1,2 \cdot 10^4$	60	Nd	1,44	1,82
18	Ar	$1,5 \cdot 10^5$	$1,9 \cdot 10^5$	61	Pm	—	—
19	K	3160	$2,69 \cdot 10^3$	62	Sm	0,664	0,85
20	Ca	$4,90 \cdot 10^4$	$4,79 \cdot 10^4$	63	Eu	0,187	0,17
21	Sc	28	50	64	Gd	0,684	0,46
22	Ti	2440	$4,1 \cdot 10^3$	65	Tb	0,0956	0,06
23	V	220	760	66	Dy	0,556	0,46
24	Cr	7800	$2,14 \cdot 10^4$	67	Ho	0,118	0,1
25	Mn	6850	$7,6 \cdot 10^3$	68	Er	0,316	0,20
26	Fe	$6,00 \cdot 10^5$	$1,20 \cdot 10^6$	69	Tm	0,0318	0,06
27	Co	1800	$4,0 \cdot 10^3$	70	Yb	0,220	0,5
28	Ni	$2,74 \cdot 10^4$	$7,58 \cdot 10^4$	71	Lu	0,050	0,1
29	Cu	212	$1,0 \cdot 10^3$	72	Hf	0,438	0,2
30	Zn	486	500	73	Ta	0,065	0,06
31	Ga	11,4	10	74	W	0,49	0,3
32	Ge	50,5	25	75	Re	0,135	0,03
33	As	4,0	6	76	Os	1,00	0,24
34	Se	67,6	50	77	Ir	0,821	0,19
35	Br	13,4	13	78	Pt	1,625	2,4
36	Kr	51,3	50	79	Au	0,145	0,12
37	Rb	6,5	8	80	Hg	0,284	0,24
38	Sr	18,9	27	81	Tl	0,108	0,05
39	Y	8,9	2	82	Pb	0,47	1,8
40	Zr	54,5	10	83	Bi	0,144	0,15
41	Nb	1,00	3	90	Th	—	0,15
42	Mo	2,42	2,5	92	U	—	0,03
43	Tc	—	—				

Числа Зюсса—Юри в большей степени опираются на эмпирический материал земных пород и метеоритов-хондритов. Числа Аллена выведены из наблюдений химического состава звезд, включая Солнце, и туманностей.

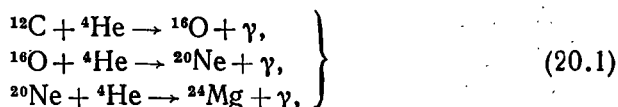
д) элементы с четным атомным номером представлены гораздо богаче, чем с нечетным. Именно таковы, в частности, упомянутые  $_{12}\text{Mg}$ ,  $_{14}\text{Si}$ ,  $_{16}\text{S}$ ,  $_{26}\text{Fe}$ ,  $_{28}\text{Ni}$ .

### ТЕРМОЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ С ОБРАЗОВАНИЕМ ЭЛЕМЕНТОВ БОЛЕЕ ТЯЖЕЛЫХ, ЧЕМ $^{12}\text{C}$

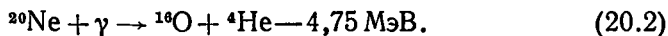
Ядерные реакции, описанные в § 17—19, внушают идею об образовании всех химических элементов из примитивного водорода, а также примитивного гелия в звездах. Рассмотрим эту возможность.

Если первые звезды состояли из чистого водорода, то гелий, естественно, образовывался в результате протон-протонной реакции. Попутно могли образовываться ядра Li, Be, B, очень чувствительные к захвату протона. Они «выгорают» уже при сравнительно невысоких температурах даже в оболочках звезд так же, как и дейтерий. При осуществлении углеродного цикла образуется весьма устойчивое ядро  $^{14}\text{N}$ . В равновесных условиях в недрах звезды число ядер азота значительно превышает число углеродных ядер [см. (17.14)].

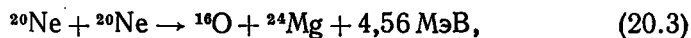
Когда в центре звезды водород выгорит и ядро ее, сжимаясь, разогреется до  $7 \cdot 10^7$ — $8 \cdot 10^7$  К, вступает в строй реакция сгорания гелия (17.15) с итогом  $3^4\text{He} \rightarrow ^{12}\text{C}$ . Но одновременно возможны реакции



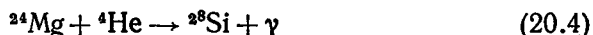
сопровождающиеся дальнейшим и, наконец, полным исчерпанием гелия. Они требуют все более высокой температуры порядка  $10^8$ — $1,5 \times 10^8$  К. Если дальнейшее сжатие ядра и его разогревание продолжатся и температура достигает  $10^9$  К, то в поле излучения появляются настолько жесткие кванты, что становится возможной эндоергическая реакция



Наряду с этим у ядер  $^{20}\text{Ne}$  сохраняется способность к захвату  $\alpha$ -частиц с выделением энергии, так что в конечном итоге как бы действует реакция



обогащающая содержание магния. Далее возможны новые ступени захвата  $\alpha$ -частиц:



и т. д.,  $^{32}\text{S}$ ,  $^{36}\text{Ar}$ ,  $^{40}\text{Ca}$ .

Для синтеза более тяжелых ядер необходима температура до  $3 \cdot 10^9$  К и уплотнение до  $10^5$ — $10^9$  г/см<sup>3</sup>. В этих условиях происходит взаимодействие между самими ядрами, которые находятся в статистическом равновесии, так что наи-



более устойчивые (т. е. обладающие наибольшей энергией связи) ядра будут наиболее многочисленными — так образуются элементы «железного пика», а у звезды — железное ядро.

Для синтеза более тяжелых элементов необходимы нейтроны.

Их источник можно искать в околоядерной оболочке звезды, где еще сохранился гелий. Там возможна реакция



и аналогичные с  $^{17}\text{O}$ ,  $^{21}\text{Ne}$ ,  $^{25}\text{Mg}$ .

В частности, при температуре выше  $2,5 \cdot 10^8$  К может быть весьма эффективной реакция  $^{22}\text{Ne} + ^4\text{He} \rightarrow ^{25}\text{Mg} + \text{p}$ . Если есть перемешивание, то нейтроны легко захватываются ядрами  $^{56}\text{Fe}$ , что приводит к значительному обогащению тяжелых элементов, но за  $^{209}\text{Bi}$  захват нейтронов приводит к образованию ядер, легко выбрасывающих  $\alpha$ -частицу, что возвращает их к  $^{208}\text{Pb}$  и  $^{209}\text{Bi}$  — элементам, богато представленным в космосе сравнительно с их соседями. Мыслимы и другие источники нейтронов — в самом ядре звезды (например, при  $7 \cdot 10^8$  К и расходовании  $^{12}\text{C}$ ) и образование тяжелых элементов. Все это протекает сравнительно медленно: на отдельный акт захвата нейтрона требуется  $10^5$ — $10^{10}$  с. Но существуют и быстрые процессы. Один из них связан с внезапным распадом ядер железа на  $\alpha$ -частицы при повышении температуры от 7 млрд до 8,2 млрд К. Если первоначальное соотношение  $^4\text{He} : ^{56}\text{Fe} = 1 : 1$ , то теперь получается 49 : 1. При этом выделяется четыре нейтрона и требуется  $1,65 \cdot 10^{18}$  эрг/г энергии. Но при 8 млрд К тепловая энергия в 1 г вещества составляет  $3 \cdot 10^{17}$  эрг, следовательно, для трансформации  $\text{Fe} \rightarrow \text{He}$  нужна опять гравитационная энергия, которая берется из сжатия. Она почти вся уходит на повышение ядерной энергии, а на тепловую остается мало. Гидродинамическое равновесие нарушается, и оболочка испытывает быстрое (до 1 с) спадание (коллапс), при котором происходит новое разогревание (до  $2 \cdot 10^8$  К) и *термоядерный взрыв* на основе ядерных превращений элементов, сохранившихся в оболочке. Вновь протекают сложные реакции с захватом  $\alpha$ -частиц и протонов, а сохранившиеся от взрыва ядра элементов «железного пика», находясь в плотном «море нейтронов» (до  $10^{24}$  см $^{-3}$ ), быстро захватывают их и эволюционируют вновь до тяжелых ядер вроде  $^{254}\text{Cf}$ ; этот процесс протекает за 200 с. По-видимому, процесс вроде описанного должен сопровождаться гигантским взрывом звезды, полностью изменяющим ее облик. Такие взрывы могут наблюдаться, вероятно, во время вспышек сверхновых звезд, с которыми мы познакомимся ближе в главе V.

Разумеется, мы могли только очень бегло указать на термоядерные реакции, которые приводят к синтезу элементов в звездах. Все детали этих процессов требуют для своего понимания исчерпывающего знания современной ядерной физики. Сказанного достаточно, чтобы оправдать наше первоначальное предположение о том, что синтез всех элементов действительно может осуществляться в звездах. Правда, мы вынуждены тогда допустить, что в недрах звезд возможна температура до 10 млрд, градусов. Модели звезд с такими температурами еще не построены и внешние характеристики их еще неизвестны. Но их исследование — одна из ближайших заманчивых перспектив современной астрофизики.

## ЗВЕЗДЫ РАЗНОГО ВОЗРАСТА И ИХ ХИМИЧЕСКИЙ СОСТАВ

Из всего рассмотрения эволюции химических элементов и источников энергии у звезд разных типов следует, что если звезда умеренной массы (подобно Солнцу и меньше) образовалась первоначально из водорода, то в ней не должно быть элементов тяжелее  $^4\text{He}$ , так как при ее эволюции в ней не образовалось горячего ядра, где происходит сгорание водорода. По этой же причине горячие массивные звезды не могли бы светить так энергично из-за отсутствия в них углерода, необходимого для CN-цикла. Между тем в звездах всегда наблюдаются тяжелые эле-

менты и притом в довольно разнообразном количественном содержании (см. главу II). Более того, звезды II типа населения, которые по одним только кинематическим свойствам (независимо от идей и моделей звездной эволюции) следует считать более старыми объектами Галактики, определенно беднее тяжелыми элементами (иной раз на 2—3 порядка), чем более молодые звезды I типа. Недавно были обнаружены три звезды-гиганта (HD 122563, 165195 и 221170), у которых отношение «металлы/водород» меньше, чем у Солнца соответственно в 800, 500 и 500 раз, а у HD 122563 относительное содержание (по отношению к Fe) в 50 раз беднее, чем у Солнца. Таким образом, у этих звезд с температурой около 4000 К линии металлов часто лишь угадываются и содержание некоторых металлов беднее обычного в десятки тысяч раз — до 50 000. Это — старые звезды, далеко продвинувшиеся на своем эволюционном пути. Отсюда непринужденно рождается идея существования не с к о л ь к и х поколений звезд в звездной системе. Быстро эволюционирующие звезды первого поколения, состоявшие из водорода, гелия и очень небольшого количества тяжелых элементов, окончили свое существование, выбросив часть (может быть, значительную) своей массы в межзвездное пространство. Конденсация звезд следующего поколения из межзвездного вещества дала звездное вещество уже с заметным содержанием тяжелых элементов, которое возросло в процессе эволюции. Третье поколение оказалось еще более богатым углеродом и металлами и т. д. Число поколений, существующих в Галактике, неизвестно, так как мы не знаем точно возраст ее и продолжительность существования звезды. Наше Солнце сравнительно богато тяжелыми элементами и потому принадлежит по крайней мере ко второму поколению звезд. Любопытно, что химический состав звезд самых старых звездных скоплений I типа населения M 67 и NGC 188 не отличается от химического состава одиночных звезд I типа — звезд поля и звезд сравнительно молодого звездного скопления Гиад. Это означает, что межзвездное вещество за время, протекавшее от образования самых старых рассеянных звездных скоплений, более не обогащалось тяжелыми элементами сколько-нибудь заметным образом или что в межзвездном веществе имеются сильные флуктуации химического состава.

#### ЗАДАЧИ К ГЛАВЕ IV

1. Обеспечит ли газ, составляющий Солнце, при средней своей плотности выполнение неравенства (15.16) при средней температуре, определяемой равенством (15.10)? Объяснить полученный результат.

2. Показать, что лучистый градиент в звезде определяется равенством

$$\frac{dT}{dr} = \frac{L_r 3\kappa_p}{4\pi r^2 a c T^3}.$$

3. Какова должна быть величина ежегодного сжатия Солнца в настоящее время, для того чтобы поддерживать его лученспускание?

4. Произвести расчет запасов тепловой и гравитационной энергии у Солнца. Рассмотреть этот же вопрос для звезды с массой Солнца, но с радиусом, в 20 раз большим, а также у белого карлика (грубо воспользовавшись количественными характеристиками из текста и из рис. 104—106). Сравнить их с расходом энергии на лучеиспускание.

Пр и м е ч а н и е. У белого карлика следует принимать во внимание только энергию движения ядер, так как энергия электронов, пока они вырождены, не может изменяться.

5. Рассмотреть причины отличия продолжительности контракционной фазы развития Солнца (§ 19) от контракционной шкалы Кельвина — Гельмгольца (§ 17).

6. Исходя из того, что поперечное сечение реакции  $\nu + {}^{37}\text{Cl} \rightarrow \beta + {}^{37}\text{Ar}$  для нейтрино, образовавшихся на Солнце при трансформации  ${}^8\text{B}$  [уравнение (18.14)], равно  $1,35 \cdot 10^{-42} \text{ см}^2$  на каждое ядро-мишень и что число нейтрино в реакции (18.14) в  $10^{-4}$  раз меньше, чем в  $p$ - $p$ -реакции а), показать, что ожидаемый по современному энергоизлучению Солнца поток нейтрино в опытах Дэвиса (см. с. 226) должен давать 0,80 ядер  ${}^{37}\text{Ar}$  в сутки. Показать также, что принятая в этих измерениях единица потока солнечных нейтрино (SHE или SNU) равна  $7,6 \cdot 10^8$  нейтрино  ${}^8\text{B}$  на  $1 \text{ см}^2$  в 1 с и соответствует образованию 0,19 ядер  ${}^{37}\text{Ar}$  в сутки.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ К ГЛАВЕ IV

1. Аллер Л. Х. Астрофизика: Т. 2.— М.: ИЛ, 1957.— Гл. 1 и 2.
2. Шварцшильд М. Строение и эволюция звезд.— М.: ИЛ, 1961.
3. Арп Х. К., Бербидж Дж., Бербидж Э. М., Шварцшильд М. Происхождение и эволюция звезд.— М.: ИЛ, 1962.
4. Дибай Э. А., Каплан С. А. Размерности и подобие астрофизических величин.— М.: Наука, 1976.
5. Каплан С. А. Физика звезд.— 3-е изд.— М.: Наука, 1977. (Популярная брошюра, написанная на высоком научном уровне.)
6. Крамаровский Я. М., Чечев В. И. Синтез элементов во Вселенной.— М.: Наука, 1987.
7. Бербидж Дж. Ядерная астрофизика.— М.: Мир, 1965.
8. Хербиг Дж. Ориона — звезда в процессе образования // Земля и Вселенная.— 1966.— № 3.
9. Внутреннее строение звезд / Под ред. Л. Аллера и Д. Б. Мак Лафлина.— М.: Мир, 1970.
10. Дайсон Ф., Тер Хаар Д. Нейтронные звезды и пульсары.— М.: Мир, 1973.
11. Зельдович Я. Б., Новиков И. Д. Теория тяготения и эволюция звезд.— М.: Наука, 1971.
12. Белые карлики / Под ред. В. С. Имшенника.— М.: Мир, 1975.
13. Происхождение и эволюция галактик и звезд / Под ред. С. Б. Пикельнера.— М.: Наука, 1976.

## НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ЗВЕЗДЫ

Многие звезды нестационарны в той или иной мере. Если нестационарные процессы протекают близ поверхности звезды, неустойчивость звезды носит, так сказать, «поверхностный» характер и не вызывает изменений ее внутреннего строения. В противном случае неустойчивость переходит в катастрофу. Выражением нестационарности чаще всего выступают изменения блеска звезды. Такая звезда называется переменной звездой \*). Изменения блеска обычно отражают изменения в спектре — непрерывном или линейчатом. Изменения интенсивности эмиссионных линий могут пройти незамеченными для фотометра, но хорошо заметны при наблюдениях спектра. В таком случае нестационарные звезды называются спектрально-переменными. Наконец, смещения спектральных линий, эмиссионных или абсорбционных, указывают на движения газовых масс: систематические, случайные или периодические. В таких случаях мы различаем неустойчивость, связанную либо с выбросом или истечением вещества из звезды, либо с пульсацией звезды.

## § 21. ЦЕФЕИДЫ И КОЛЕБАТЕЛЬНАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ЗВЕЗД

## ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЦЕФЕИД

Цефеиды — обширный класс переменных звезд, названных по своему прототипу — звезде  $\delta$  Цефея ( $\delta$  Cep), переменность которой была открыта еще в 1784 г. Классические или *долгопериодические цефеиды* отличаются очень устойчивыми по величине и периоду колебаниями блеска с амплитудой около  $1^m$  и меньше. Период колебаний превышает одни сутки, но меньше 70 суток \*\*). Еще более многочисленна группа короткопериодических цефеид или звезд типа RR Лиры (RR Lyr). Их амплитуды примерно те же, а периоды меньше одних суток. Наиболее часто встречаются значения периода около 0,5 суток, а наименьшие значения — около 80—90 минут. Амплитуда колебаний может меняться.

Звезды типа RR Lyr очень многочисленны в шаровых звездных скоплениях и по всем кинематическим признакам относятся к звездному населению сферической составляющей (II тип); наоборот, среди

---

\*) Переменной звездой может стать и двойная звезда, в которой происходит взаимное затмение компонент.

\*\*) Вне нашей Галактики известны цефеиды с периодами больше  $100^d$  (в Магеллановых Облаках, в туманности Андромеды и т. п.).

долгопериодических цефеид подавляющее большинство принадлежит к плоской составляющей звездного населения (I тип), хотя есть и представители населения II типа, которые отличаются от первых по ряду признаков, например, формой кривой блеска. Типичной представительницей *цефеид сферической составляющей* считается звезда W Девы (W Vir). Кривые блеска всех трех названных звезд — представителей разного рода цефеид — показаны на рис. 109. Следует заметить, что форма кривых блеска цефеид очень сильно зависит от величины периода так же как и ряд других характеристик.

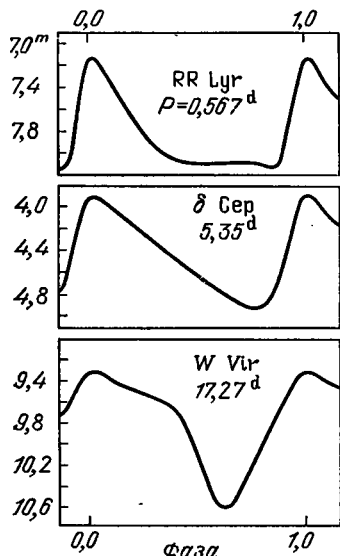


Рис. 109. Кривые блеска трех типичных представителей цефеид: RR Лир,  $\delta$  Цефея и W Девы

Важнейшей характеристикой цефеиды служит ее абсолютная звездная величина  $M$  (или светимость  $L$ ), которая тесно связана с периодом, настолько тесно, что часто говорят, что светимость цефеиды есть функция периода. Чистой функциональной зависимости,

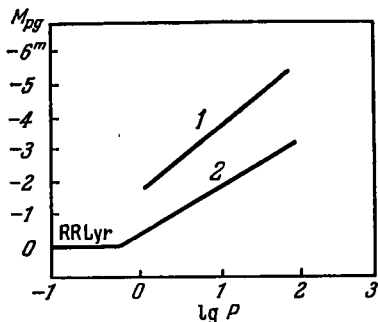


Рис. 110. Кривая период — светимость у цефеид разных классов (схема). 1 — классические цефеиды, 2 — цефеиды сферической составляющей

правда, здесь нет, но если раздельно рассматривать цефеиды плоской и сферической составляющих, то на диаграмме  $[M, \lg P]$  (рис. 110) точки ложатся очень узкой полосой около соответствующей кривой «период — светимость». Долго- и короткопериодические цефеиды сферической составляющей образуют на этой диаграмме непрерывную последовательность. Цефеиды плоской составляющей (классические цефеиды) абсолютно ярче цефеид сферической составляющей того же периода на  $1,5^m$ . К сожалению, поскольку все цефеиды весьма удалены от нас (это проявляется в их абсолютной малочисленности, несмотря на высокую светимость), абсолютные звездные величины их известны с невысокой точностью. Вот почему разметка оси ординат на рис. 110 не отличается надежностью. Это обстоятельство, получившее название *проблемы нуля* цефеид, имеет очень большое значение для звездной астрономии, поскольку определения весьма далеких расстояний в астрономии основываются на нахождении у цефеид по значению

их периода абсолютной звездной величины  $M$  и последующем вычислении расстояния по формуле  $M = m + 5 + 5 \lg \pi$ . Мы не будем обсуждать этот вопрос, а просто приведем наиболее надежные формулы:

для классических цефеид

$$\overline{M}_{pg} = -1,5^m - 1,74 \lg P$$

( $\overline{M}_{pg}$  — фотографическая абсолютная звездная величина посередине между минимумом и максимумом);

для цефеид сферической составляющей

$$\overline{M}_{pg} = -0,2^m - 1,5 \lg P;$$

для короткопериодических цефеид (типа RR Lyr), если отвлечься от периода, лучшее значение

$$\overline{M}_{pg} = +0,5^m.$$

Цефеиды самых коротких периодов ( $< 0,2^d$ ) еще более слабы; их называют карликовыми цефеидами.

Изменения блеска цефеид сопровождаются изменениями цвета, т. е. спектральными изменениями. В максимуме блеска цефеида горячее, ее спектральный класс более ранний. В минимуме она холоднее, ее спектральный класс

тем более поздний, чем больше период, поэтому можно говорить о *связи период — спектр*. Так, например, у  $\delta$  Сер в максимуме спектр подобен спектру сверхгиганта  $\alpha$  Per F5 Ib, а в минимуме — спектру сверхгиганта класса G2 I. Соответственно изменяется и показатель цвета. На рис. 111 показана связь период — спектр у цефеид отдельно для минимума и максимума блеска. Спектр, определенный по

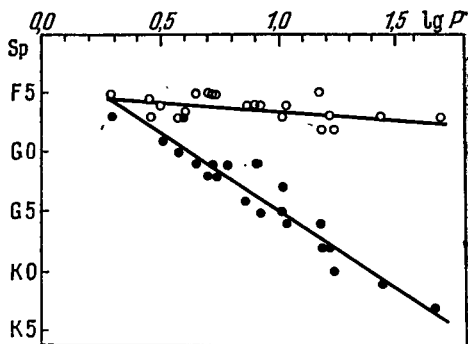


Рис. 111. Изменение спектра у цефеид. В функции логарифма периода кружками показан спектральный класс в максимуме блеска, а точками — в минимуме

линиям  $\epsilon$  водорода, несколько более ранний, чем по линиям металлов (что свойственно и «металлическим» звездам; см. главу II, § 11). Так как с ослаблением блеска цефеида становится краснее, амплитуда изменений блеска у цефеид в фотографических лучах больше, чем в визуальных. У звезд типа RR Lyr изменения спектра невелики.

На диаграмме Г — Р (рис. 112) цефеиды располагаются в области желтых и красных (в минимуме) сверхгигантов, а звезды типа

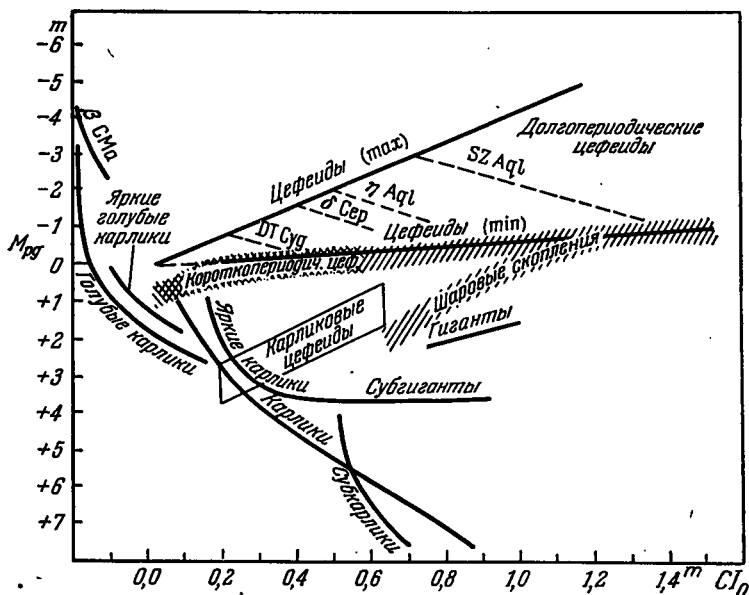


Рис. 112. Диаграмма цвет — светимость для цефеид и других групп ярких звезд ( $CI_0$  — нормальный показатель цвета)

RRLyr — среди белых звезд, выше главной последовательности, там, где нормальные звезды не встречаются (упоминавшийся уже в § 19 «пробел Герцшпрунга»).

### ПУЛЬСАЦИИ ЦЕФЕИД

С тем же периодом, что и изменения блеска, у цефеид происходят изменения лучевой скорости при амплитуде в несколько десятков километров в секунду. Эти изменения можно было бы интерпретировать как результат орбитального движения, считая цефеиду двойной звездой, имеющей малый спутник. Эту идею, процветавшую в начале нашего столетия, оставили по ряду причин. Например, она ничего не давала для объяснения изменений блеска, она и не могла объяснить приблизительно одинаковую форму кривой лучевой скорости, из чего вытекало приблизительно одинаковое расположение большой оси орбитального эллипса по отношению к Земле у всех цефеид. В настоящее время общепризнанной является идея пульсации цефеид, хотя относительно деталей этого процесса существуют расхождения.

Действительно, пульсация в состоянии объяснить и изменения блеска, и изменения температуры. При наименьших размерах звезды, т. е. в состоянии наибольшего сжатия, звезда всего горячее и дает наибольший блеск. Тогда следует ожидать в максимуме блеска перехода лучевой скорости через нуль — от положительной к отрицатель-

ной. После этого звезда расширяется так, что точки ее поверхности движутся к наблюдателю, лучевая скорость отрицательна и остается такой до наибольшего расширения звезды, когда она всего холоднее и достигает минимального блеска. Здесь лучевая скорость переходит через нуль от отрицательных к положительным значениям.

На самом деле, как это видно на примере  $\delta$  Сер (рис. 113), в максимуме блеска наблюдается наибольшая скорость расширения, а в минимуме блеска — наибольшая скорость сжатия, т. е. действительная кривая лучевой скорости сдвинута по фазе относительно теоретической кривой. Величина этого сдвига тоже есть функция периода, но почти во всех исследованных случаях (кроме  $P < 3^d$ ) наибольшая скорость расширения несколько запаздывает относительно максимума блеска.

Когда наблюдается пульсация звезды, полученная по смещению спектральных линий, лучевая скорость  $V_r$  есть результат усреднения лучевых скоростей по всему полушарию, обращенному к наблюдателю, причем это будет весовое среднее, где веса пропорциональны количеству света, исходящего из данного места диска звезды. Беря среднее значение потемнения к краю диска  $u = 3/5$  [см. формулу (2.16)], легко найдем, что скорость расширения звезды  $dR/dt$  связана с  $V_r$  соотношением

$$\frac{dR}{dt} = -\frac{24}{17}(V_r - V_v), \quad (21.1)$$

где  $V_v$  есть лучевая скорость движения звезды в пространстве:

$$V_v = \frac{1}{P} \int_0^P v_r dt. \quad (21.2)$$

Если теперь произвести численное интегрирование  $dR/dt$  по времени, то будут получены изменения радиуса  $\Delta R$  во времени. Очевидно,  $\int_0^P \frac{dR}{dt} dt$ , взятый по целому периоду, равен нулю. В соответствии

с запаздыванием фаз у кривой лучевых скоростей максимальный радиус получается не в минимуме блеска, а приблизительно при фазе среднего блеска, когда звезда переходит от максимума к минимуму (см. рис. 113), но температура фотосферы звезды достигает минимума позже.

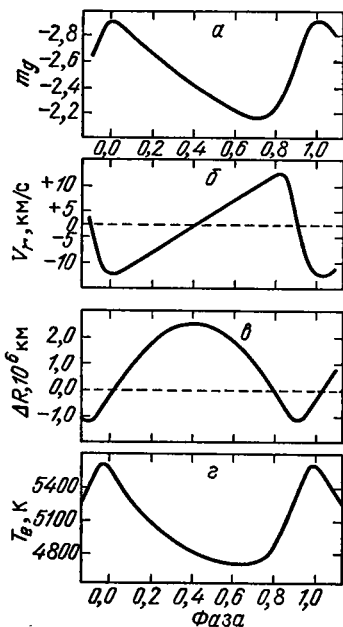


Рис. 113. Изменение  $\delta$  Сер в функции фазы периода: а) кривая блеска; б) кривая лучевой скорости; в) кривая изменений радиуса; г) кривая изменений эффективной температуры



Изменения радиуса у цефеиды составляют 1,5—2 млн км в обе стороны и больше (при больших периодах), т. е. два-три солнечных радиуса. Естественно, что средний радиус цефеиды должен быть много больше солнечного, раз цефеида принадлежит к сверхгигантам. Наблюдения позволяют определить этот средний радиус следующим путем: выберем на кривой блеска две точки 1 и 2, при которых цефеида имеет одинаковый показатель цвета (или спектр). В этих двух фазах звезда имеет, очевидно, одну и ту же температуру, следовательно, разность  $\Delta m$  блеска в этих фазах вызвана только различными размерами звезды:

$$\Delta m = -2,5 \lg (4\pi R^2).$$

Если в двух фазах отклонения радиуса от среднего значения  $\bar{R}$  равны соответственно  $\Delta R_1$  и  $\Delta R_2$ , то

$$m_1 - m_2 = \Delta m = -2,5 \lg \left( \frac{\bar{R} + \Delta R_1}{\bar{R} + \Delta R_2} \right)^2 \quad (21.3)$$

или

$$\left( \frac{\bar{R} + \Delta R_1}{\bar{R} + \Delta R_2} \right)^2 = 10^{-0,4(m_1 - m_2)}, \quad \frac{\bar{R} + \Delta R_1}{\bar{R} + \Delta R_2} = 10^{0,2(m_2 - m_1)} = n, \quad (21.4)$$

откуда

$$\bar{R} = \frac{n\Delta R_2 - \Delta R_1}{1 - n}. \quad (21.5)$$

Величина  $n$  легко определяется из кривой блеска и кривой изменения радиуса (например, из рис. 113, а), следовательно, формулы (21.5) достаточно для нахождения  $\bar{R}$ . Так, для трех хорошо изученных цефеид было получено:

	RR Lyr	$\delta$ Cep	$\eta$ Aql
$\bar{R}$	5,0 $\pm$ 6	37 $\pm$ 1	47 $\pm$ 2 млн км
$\bar{R}/R_\odot$	7,2 $\pm$ 0,9	53 $\pm$ 2	68 $\pm$ 2
$P$	0,567 <sup>d</sup>	5,35 <sup>d</sup>	7,18 <sup>d</sup>

С другой стороны, зная изменения радиуса и температуры цефеиды, можно подсчитать изменение ее светимости во время полного цикла с помощью методов § 24 КПА и моделей звездных атмосфер. Оказывается, что вычисленная этим методом амплитуда колебаний радиуса много меньше того, что дает кривая лучевых скоростей или, наоборот, при амплитуде  $\Delta R$ , выведенной из изменений лучевых скоростей, теоретические изменения светимости оказываются много больше наблюдаемых. Сдвиг фазы и последнее противоречие заставляют серьезно задуматься о возможных причинах изменений блеска цефеид.

## ГИПОТЕЗА РАДИАЛЬНЫХ АДИАБАТИЧЕСКИХ ПУЛЬСАЦИЙ И ЕЕ ЗАТРУДНЕНИЯ

Для объяснения изменений блеска цефеид первоначально была выдвинута идея радиальных адиабатических пульсаций (Риттер, Эддингтон). Пульсация мыслилась в форме стоячих волн, как: а) негомологическая, т. е. относительная амплитуда  $\delta r/r$  изменяется от нуля в центре до максимума на поверхности; б) адиабатическая, т. е. за счет соответственной тепловой энергии газа (без притока тепла в места повышения температуры). Для того чтобы при этом для поддержания пульсации расходовалось как можно меньше энергии, нужен физический механизм, аналогичный работе клапана в двухтактном двигателе (ди-

зеле), где энергия в виде горючего подводится в момент достижения наивысшей температуры, а отвод тепла — при наименьшей температуре, когда происходит выхлоп. Мы знаем, что энергия в звезде поддерживается термоядерными источниками, так что при возрастании температуры и давления энергоотдача растет. При наибольшем сжатии звезды выделяется наибольшее количество энергии, которой с избытком хватает на компенсацию потерь тепла. Избыточное тепло вызывает расширение, но оно должно остановиться, когда источники энергии ослабеют и нечем будет покрывать работу дальнейшего расширения. Расширение должно смениться новым сжатием и повторением цикла.

Как мы видели выше в § 18, при возникновении в звезде адиабатических пульсаций фундаментальный период пульсаций определяется формулой (18.11). Известны две особенные в своем роде двойные звезды: ВМ Cas, у которой одна из компонент цефеида, и СЕ Cas, у которой обе компоненты цефеиды. Лишь у первой удалось определить массу, и она оказалась равной  $14,3M_{\odot}$  с большой неуверенностью. Во всех остальных случаях массу цефеид приходится находить по кривой масса — светимость или определяя ускорение силы тяжести в атмосфере цефеиды по развитию фраунгоферовых линий (см. с. 122, 129—131). Оба эти способа ненадежны и приводят к массам от двух до восьми солнечных, но первый из них применять легче всего, а затем, зная из лучевых скоростей  $R$ , определяют  $\bar{\rho}$ .

Десяток исследованных таким образом цефеид дал значения  $P\sqrt{V\bar{\rho}}$ , которые вдвое больше у звезд 2—3-дневного периода, чем у звезд с периодом 20—30 дней.

Главная же трудность теории адиабатических пульсаций состоит в сдвиге фаз кривых лучевой скорости и блеска, а также в слишком больших, «излишне» больших, изменениях радиуса для данной амплитуды блеска.

## НОВЫЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ О КОЛЕБАТЕЛЬНЫХ ПРОЦЕССАХ У ЦЕФЕИД

Преодоление этих трудностей шло в двух направлениях. В одном случае была сделана попытка заменить механизм стоячей волны механизмом распространяющихся (прогрессивных) волн. В другом случае отыскивается активный источник поддержания пульсаций в периферических областях звезды.

Суммарный блеск цефеиды определяется размерами и температурой ее фотосферы. Наблюдаемые лучевые скорости ее отражают движения газовых масс в атмосфере, которая достаточно обширна. У звезд RR Lyr и W Vir во время наибольшей положительной скорости наблюдается раздвоение спектральных линий, когда «красные» составляющие указывают на большую положительную скорость (сжатия), а «фиолетовые» свидетельствуют о существовании отрицательной скорости (расширения; см. рис. 114). Цикл изменения лучевой скорости можно проследить на протяжении почти  $1\frac{1}{2}$  периодов, так что одновременно на протяжении  $0,45P$  можно видеть две волны перемеще-

ния газовых масс, которые можно истолковывать как перемещения сжатия в обширной атмосфере звезды. При этом появляются также эмиссионные линии, позволяющие говорить о горячих газовых массах, находящихся выше холодных. Эмиссионные линии наблюдаются в некоторых фазах и у  $\delta$  Сер. Идея о прогрессивных волнах оказывается довольно плодотворной, так как она объясняет некоторые факты, которые теория стоячих волн не объясняет. В частности, скорость и смещение в прогрессивной волне различаются по фазе: при гармонических колебаниях различие фаз достигает четверти периода.

Существенно, однако, другое, — причина возникновения прогрессивных волн. Если период такой волны достаточно велик, волна испытывает отражение в атмосфере и превращается в стоячую. Но при распространении в атмосфере, где плотность падает с высотой, волна приобретает все большую амплитуду, так что в ней скорость движения частиц становится в конце концов больше скорости звука, и волна превращается в ударную, которая опять становится прогрессивной. Фронт ударной волны несет с собой высокую температуру, что объясняет появление эмиссионных линий.

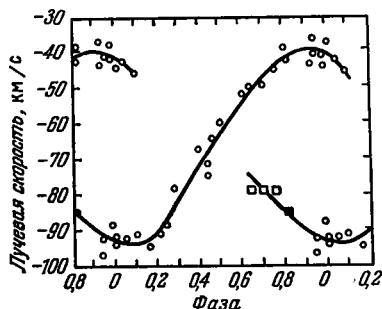


Рис. 114. Лучевые скорости цефеиды W Vir в течение цикла изменений блеска (см. рис. 109). Фаза 0,0 соответствует максимуму блеска

Адиабатические колебания в наружных частях звезды невозможны, так как вещество здесь по сравнению с недрами очень прозрачно

и всякое нарушение температурного режима немедленно устраняется лучистым переносом. С другой стороны, как мы это знаем сейчас, ядерные источники энергии неэффективны во внешних слоях звезд. Тем не менее именно здесь был отыскан механизм, способный поддерживать пульсацию в условиях неадиабатичности — механизм автоколебаний (С. А. Жевакин). Это — «клапан», состоящий из дважды ионизованного гелия, который то восстанавливается до однократно ионизованного состояния, то вновь при повышении температуры двукратно ионизируется. Эффективное отношение теплоемкостей  $k$  здесь уменьшается до 1,25—1,35. При этом конвективная неустойчивость лишь помогает лучистому переносу в отводе тепла, а решающими для пропускания идущего изнутри потока излучения являются изменения коэффициента непрозрачности  $\kappa = \kappa_0 \rho^m T^{-s}$ . Ввиду малости величины  $k-1$  основные значения приобретают изменения плотности  $\rho$ , так как  $(\delta T/T)_{ад} = (k-1) (\delta \rho/\rho)_{ад}$ . Показатель  $m$  близок к 0,85. При сжатии звезды, т. е. при возрастании  $\rho$ , коэффициент  $\kappa$  растет, а при ее расширении убывает. Значит, зона ионизации HeII при сжатии поглощает избыточное излучение, приходящее изнутри, а при расширении усиленно излучает его наружу, т. е. работает именно так, как клапан в тепловом двигателе. Детальные подсчеты показывают, что при

таким механизме амплитуда изменений блеска типичной цефеиды соответствует действительной, а сдвиг фазы между лучевой скоростью и блеском получается различным, в зависимости от того, как глубоко располагается зона ионизации HeII. На самом деле сдвиг фаз различен у переменных разных типов — цефеид, звезд типа RV Тельца (Tauri), долгопериодических переменных, которые укладываются в пульсационный механизм. Все эти звезды — гиганты, а именно у гигантов, как мы видели выше, можно ожидать богатого содержания He — до 40 % по массе, — без чего невозможен механизм критической ионизации HeII как источника пульсаций. У плотных звезд главной последовательности, где ускорение силы тяжести значительно и плотность вещества в зоне HeII велика, конвективный перенос тепла преобладает, и поддержание колебаний не осуществляется. Поэтому пульсации у звезд — нормальных карликов не наблюдаются.

Цефеиды — массивные звезды, быстро проэволюционировавшие с главной последовательности вследствие истощения водорода в ядре и передвинувшиеся на этап выгорания гелия. Теория этого этапа показывает очень сложные эволюционные изменения, когда положение звезды на диаграмме Г — Р быстро перемещается то вправо, то влево, указывая на неустойчивость звезды в целом. Именно это и делает цефеиду нестационарной звездой на все время, пока у звезды в ядре не закончится выгорание гелия. В зависимости от массы цефеиды этот этап продолжается  $10^3$ — $10^4$  лет, и за короткое время при пульсациях звезда выбрасывает в межзвездное пространство значительную долю своей массы и благодаря этому приходит вновь в устойчивое состояние. На диаграмме Г — Р можно определить зону неустойчивости, которая полосой проходит довольно круто вниз от умеренно холодных сверхгигантов к умеренно горячим звездам умеренной светимости (от  $0,5^m$ ), какими являются звезды класса RR Лиры. Сверху же эта зона располагается в области холодных сверхгигантов, которыми могут быть звезды Мира Кита и RV Tauri (см. дальше).

### ЗВЕЗДЫ ТИПА $\beta$ БОЛЬШОГО ПСА

Есть одна немногочисленная группа горячих звезд (сейчас их известно около ста), весьма близких к главной последовательности, у которых пульсации наблюдаются. Это так называемые звезды типа  $\beta$  Б. Пса ( $\beta$  СМа) или  $\beta$  Цефея ( $\beta$  Сер) — звезды спектрального класса B1 — B2 (см. рис. 112) с очень быстрыми (несколько часов) и небольшими колебаниями блеска и столь же быстрыми и тоже небольшими периодическими колебаниями лучевой скорости (рис. 115). У некоторых представителей этого типа звезд существуют одновременно два и даже три близких по периоду колебания, между которыми происходят биения, так что кривая лучевой скорости сильно меняется во времени.

Интенсивность и ширина спектральных линий также меняются периодически. В противоположность цефеидам, период у этих звезд

тем длиннее, чем более ранний спектральный класс, а кривая лучевых скоростей располагается относительно кривой блеска в лучшем соответствии с простой пульсационной моделью, т. е. так, что максимум

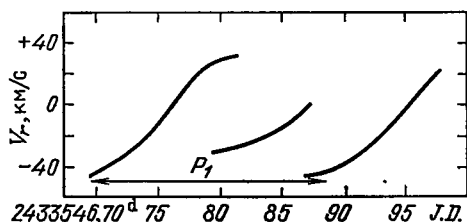


Рис. 115. Лучевые скорости DD Ящерицы (DD Lac) в течение одного вечера 22 сентября 1950 г. По оси абсцисс отложены десятичные доли суток. Показан отрезок времени, охватывающий основной период звезды  $P_1 = 0,19308883^d$ . Вторичный период  $P_2 = 0,197358^d$ . Амплитуды этих колебаний суть соответственно  $2K_1 = 37,5$  км/с и  $2K_2 = 17,5$  км/с. Период биений составляет  $8,9079^d$ . С этим же периодом изменяется и блеск системы — наибольшая амплитуда составляет  $0,20^m$ . Возможно, что существует еще один период колебаний лучевой скорости  $P_3 = 0,15583^d$  с амплитудой  $2K_3 = 10$  км/с

типа RV Тельца (RV Tauri). Изменение их блеска напоминает изменение блеска  $\beta$  Луг, только кривая блеска сильно неустойчива во времени и даже главный и вторичный минимумы время от времени меняются местами. Как правило, это звезды спектральных классов F, G и K, причем в минимуме спектральный класс более поздний. Например, у самой RV Tau в максимуме спектральный класс G2e, а в минимуме K3p. Периоды заключены между 30 и 150 днями, амплитуды — от 1 до 2 звездных величин. Лучевые скорости меняются в довольно широких пределах (рис. 116), и если их рассматривать как пульсации, то их интегрирование дает огромные значения для изменений радиуса звезды, например, 50 млн км (рис. 116), что гармонирует со спектрами этих звезд, имеющими признаки сверхгигантов Ib или Ia. Однако разрывы в кривых лучевых скоростей (рис. 116) еще нагляднее, чем в случае W Vir (см. рис. 114), указывают на последовательное прохождение прогрессивных волн через огромную атмосферу звезды-сверхгиганта.

блеска соответствует переходу от положительной к отрицательной лучевой скорости. Впрочем, лучевая скорость у звезд типа  $\beta$  СМа изменяется с разрывами непрерывности, так что на протяжении одного периода наблюдаются две и даже три ветви изменений лучевой скорости, что можно истолковать как последовательные выбросы газовых оболочек, рассеивающихся со временем.

### ЗВЕЗДЫ ТИПА RV ТЕЛЬЦА И МИРЫ КИТА

Со стороны долгих периодов к цефеидам примыкают звезды

типа RV Тельца (RV Tauri). Изменение их блеска напоминает изменение блеска  $\beta$  Луг, только кривая блеска сильно неустойчива во времени и даже главный и вторичный минимумы время от времени меняются

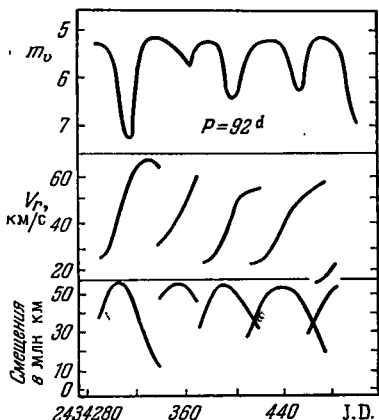


Рис. 116. Кривые блеска и лучевых скоростей U Mon. В самой нижней секции показаны смещения газовых масс, как они получаются при интегрировании кривых лучевых скоростей

Еще более длинными периодами, от  $90^d$  до  $1000^d$ , но преимущественно около  $260^d$  и  $340^d$ , обладает семейство *долгопериодических переменных*, или звезд типа *Миры Кита*, — красных сверхгигантов спектральных классов M, R, N или S, имеющих большую амплитуду колебаний блеска  $3^m$ — $7^m$  визуально и около  $1^m$  радиометрически. Большая визуальная амплитуда объясняется развитием в спектре звезды широких и очень интенсивных полос поглощения молекул TiO, ZrO, CH, CN,  $C_2$  во время минимума блеска. Энергетический поток от звезды изменяется сравнительно мало. Процессы, наблюдаемые у долгопериодических переменных, довольно трудно объяснить пульсацией, хотя именно у Миры Кита наблюдались изменения размеров непосредственно с помощью интерферометра (КПА 463). Периодические изменения лучевых скоростей имеют малую амплитуду и различны у абсорбционных и эмиссионных линий. Вообще эмиссионные линии почти всегда присутствуют в спектрах долгопериодических переменных. Это — линии серии Бальмера, многочисленные линии FeI, а также FeII (только в эмиссии), SiI, MgI, InII. Их интенсивность сильно изменяется в течение цикла изменений блеска; обычно они достигают максимума вскоре после максимума блеска и исчезают в пору минимума. У звезд в спектре наблюдаются линии технеция — элемента, который не имеет стойких изотопов.

Любопытной особенностью некоторых из эмиссионных линий оказывается то, что они ослабевают из-за наложения на них молекулярных полос и атомарных линий поглощения, откуда вытекает вывод, что зона возникновения эмиссий лежит под зоной, где образуются молекулы, и вообще, где возникает абсорбционный спектр. Так, например, ослабление линии  $H_\alpha$  и ее исчезновение в минимуме блеска вызвано, вероятно, тем, что в протяженной атмосфере излучение  $H_\alpha$  полностью поглощается, тогда как у максимума в обширной атмосфере водород был ионизован. Источником ионизации могло бы быть прохождение фронта ударной волны через атмосферу. По-видимому, у долгопериодических переменных происходит также выброс вещества в форме расширяющихся оболочек. На это указывает заметное смещение эмиссионных линий в фиолетовую сторону сравнительно с абсорбционными линиями, особенно во время максимума блеска.

Температура долгопериодических переменных звезд определяется с большим трудом, так как в их спектрах трудно найти места непрерывного спектра, свободные от спектральных полос или линий. Впрочем, развитие этих образований помогает определению температуры (температуры возбуждения). У звезд Me температура около 2500—3000 K, а в минимуме ниже. Здесь, в минимуме, спектральный класс определяется от M5e до M9e. Переменные спектрального класса N еще холоднее. Не исключено, что в их атмосферах вблизи минимума блеска при температуре 2000 K происходит выпадение твердого углерода в форме сажи, вуализующей излучение звезды, притом одинаково для разных длин волн, если частицы сажи достаточно крупные (см. главу VI, § 26).

## § 22. ВЫНОС ВЕЩЕСТВА С ПОВЕРХНОСТИ ЗВЕЗД

### ГАЗОВЫЕ ОБОЛОЧКИ И КОЛЬЦА ВОКРУГ ЗВЕЗД

Среди горячих звезд спектральных классов О и В имеется заметное число таких, в спектре которых многие линии — эмиссионные или искажены эмиссией. Появление

эмиссионных линий (или полос) в спектре звезды — незаурядное явление, поскольку у звезд мы всегда наблюдаем только интегральный спектр и не можем выделить излучения отдельных частей диска. Наличие эмиссии свидетельствует о существовании на звезде весьма больших областей светящихся газов, имеющих сравнительно небольшую или совсем малую оптическую толщину и не имеющих за собой «подстилки» из плотных горячих газов, дающих интенсивный непрерывный спектр. Модель звезды, показанная на рис. 117, лучше всего подходит для объяснения подобных спектральных особенностей в общих чертах, в то время как детали этой схемы удачно объясняют различные эмиссионные спектры, встречающиеся у горячих звезд. Звезда А окружена достаточно плотной атмосферой В, которую можно называть обращаемым слоем: в нем образуются линии поглощения. Далее следует область С — разреженная оболочка, которая своей «передней частью» немного добавляет к селективному поглощению в линиях

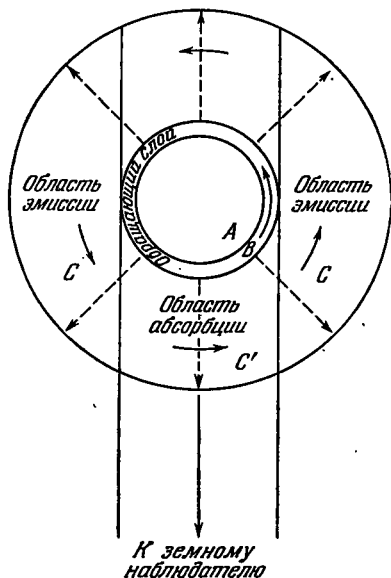


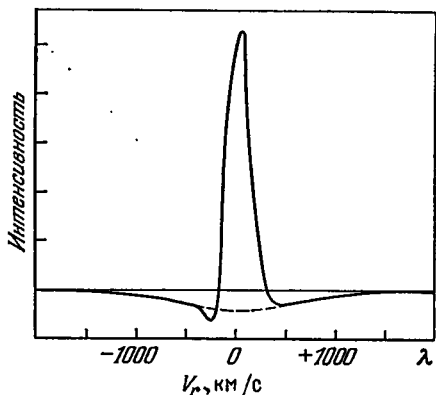
Рис. 117. Схема звезды с оболочкой (см. текст). Оболочка, как и сама звезда, может вращаться (как правило, медленнее звезды) и расширяться. Расширение может смениться сжатием. Та часть оболочки, которая находится внутри цилиндра, касательного к звезде и направленного к наблюдателю, проектируется на фотосферу и дает линии поглощения оболочки; остальная ее часть дает эмиссионные линии

фраунгоферова спектра, а «боковыми» частями дает в спектре линии излучения, интенсивность которых определяется мощностью оболочки, ширина же — движениями в ней; движения могут быть: а) беспорядочными турбулентными, б) упорядоченным вращением около оси, в) радиальным расширением либо с равномерной скоростью, либо с ускорением или замедлением. Оболочек может быть две и три. Оболочка холоднее обращаемого слоя и спектр ее соответствует более позднему спектральному классу (например, А2 у звезды В0) и большей светимости, напоминая сверхгиганта. Соответственно и размеры оболочки могут превышать размеры звезды в десяток и более раз, так что область эмиссии превышает по

площади саму звезду с ее фраунгоферовым спектром во много раз. Но оболочка при этом должна быть очень разреженной, иначе ее оптическая толщина станет много больше единицы даже в частотах непрерывного спектра и оболочка перестанет быть оболочкой.

Одной из групп звезд, следующих описанной модели, является немногочисленная *группа звезд Of*. Так называются горячие звезды класса O (преимущественно O6—O7), в спектре которых наряду с абсорбционными линиями имеются эмиссионные линии HeII  $\lambda$  4686, NIII  $\lambda\lambda$  4634, 4640 и 4641. Кроме того, слабые эмиссии присутствуют в линии H $\alpha$  и CIII  $\lambda$  5696. Некоторые линии поглощения необычно

Рис. 118. Профиль линии H $\alpha$  в спектре звезды HD 190073, принадлежащей к типу P Cug. Видно, что яркая эмиссионная линия и примыкающая к ней узкая линия поглощения располагаются на фоне очень широкой и мелкой абсорбционной линии. Ось абсцисс размечена в шкале лучевых скоростей, получающихся по принципу Доплера — Физо ( $v_r = c\Delta\lambda/\lambda$ ) из наблюдаемых отклонений от нулевой длины волны, соответствующей середине несмещенной линии. Положение абсорбции, образующейся в области C' (см. рис. 117), соответствует скорости расширения оболочки 250—300 км/с.



мелки или вовсе отсутствуют, так как они «залиты» эмиссией. Так, например, в спектре HD 192639, относимой к классу Of, линии NIII  $\lambda\lambda$  4634, 4640, 4641 очень яркие, линия HeI  $\lambda$  4713 выступает как линия поглощения, а линия HeII  $\lambda$  4686 просто отсутствует. Второй ионизации гелия в горячей оболочке очень способствует низкая плотность — вот почему оболочка Of-звезд хорошо излучает линию HeII  $\lambda$  4686. Наоборот, серия Бальмера водорода проявляет себя эмиссией лишь в линии H $\alpha$ , вероятность появления которой среди линий этой серии наибольшая.

Другая группа звезд имеет своим прототипом P Лебедя (P Cug) — звезду, которая вспыхивала как новая в 1600 г. и сильно меняла блеск до 1677 г. Звезды типа P Cug принадлежат к абсолютно наиболее ярким звездам ( $M_v$  от  $-7^m$  до  $-9^m$ ). Особенностью их является наличие многих эмиссионных, сравнительно узких линий, отороченных с фиолетовой (коротковолновой) стороны узкой линией поглощения (рис. 118). Обе эти линии располагаются на фоне пониженной интенсивности непрерывного спектра, что можно истолковать как третью составляющую той же линии — широкую и мелкую линию поглощения. Описанные детали легко укладываются в модель рис. 117, если считать, что сама звезда с ее обращающим слоем очень быстро вращается. Это дает начало широкой абсорбции, а оболочка расширяется,



так что область абсорбции  $C'$  оболочки движется к наблюдателю с наибольшей скоростью и дает в спектре линию поглощения, смещенную в сторону коротких волн. Области же эмиссии  $C$  содержат в себе газовые массы, как приближающиеся, так и удаляющиеся от наблюдателя, в результате чего эмиссионная линия расширена. Ее ширина тем больше, чем больше скорость расширения оболочки.

Свыше 1000 звезд среди известных В-звезд имеют в спектре эмиссионные линии водорода, а иногда FeII и некоторых других элементов. Они получили название Ве-звезд. Из линии серии Бальмера в эмиссии появляются только линии  $H_\alpha$  и  $H_\beta$ , остальные существуют только

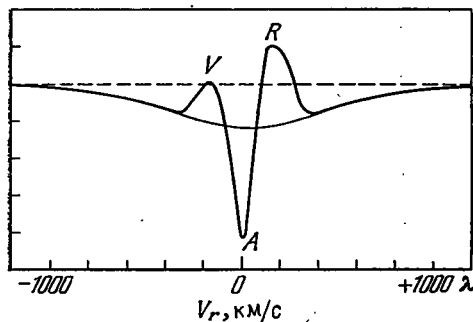


Рис. 119. Профиль линии  $H_\beta$  в спектре звезды 48 Lib в 1953 г. Яркая линия зарождается в обширной оболочке звезды, которая вращается со скоростью до 400 км/с. Узкая центральная абсорбционная линия  $A$  возникает в обширной оболочке. Эмиссионные компоненты  $V$  (violet) и  $R$  (red) меняются в интенсивности

в виде линий поглощения, вероятно, потому, что возбуждение водородных атомов на высокие уровни происходит лишь в более глубоких слоях звезды. Как правило, линия  $H_\beta$  имеет два максимума, разделенные абсорбцией посередине. У  $H_\alpha$  это заметно лишь при большой дисперсии. И здесь эмиссионная составляющая располагается над широкой линией поглощения, указывающей на вращение звезды со скоростью до 500 км/с. Однако нередко встречаются звезды Ве с узкими линиями поглощения. Очевидно, такая звезда обращена к нам своим полюсом (§ 9), так что все быстрые движения в плоскости экватора совершаются в картинной плоскости, перпендикулярной к лучу зрения, что не проявляется в спектре.

Близко к звездам Ве примыкают так называемые *звезды с оболочками* или звезды с обширными атмосферами. По сути дела, это те же Ве-звезды, но с тем отличием, что оболочка у них велика и поглощение в ее передней части ( $C'$  на рис. 117) существенно, так что линии поглощения, образующиеся здесь, достаточно глубоки и, конечно, тонки и резки. Рис. 119 показывает вполне отчетливо двухвершинный профиль линии  $H_\beta$  в спектре звезды 48 Lib — типичной звезды с оболочкой. Существование разреженной оболочки лучше всего доказывается многочисленностью линий серии Бальмера, видимых отдельно до границы серии. При хорошей дисперсии в спектре 48 Lib можно различить линию с номером (считая  $H_\alpha$  первой)  $n^*=41$  (!), что дает для электронной концентрации в оболочке по формуле (8.5) значения  $n_e$

порядка  $10^{11}$ , тогда как в обрабатываемом слое В-звезд плотность газов на  $1\frac{1}{2}$ —2 порядка выше (ср. таблицу 9).

Оболочки в горячих звездах испытывают различные превращения. Изменение относительной интенсивности V- и R-компонент эмиссии встречается часто. Так, картина, представленная на рис. 119, была свойственна звезде 48 Lib в 1953 г. Такой же она была в 1956 г., а в 1950 г., наоборот, фиолетовая компонента (V) эмиссии  $H_\alpha$  была более яркой.

Именно в этом проявляется неустойчивость рассматриваемых звезд. Хотя мы не имеем прямых свидетельств, что оболочки В-звезд и звезд с обширными атмосферами покидают звезду, рассеиваясь в межзвездное пространство, но сама изменчивость спектральной картины говорит о нестационарности. Одна из самых ярких В-звезд  $\gamma$  Кассиопеи ( $\gamma$  Cas) оказалась сильно переменной звездой, причем в ее спектре появлялись мощные эмиссии. В 1936 г. она стала самой яркой звездой в созвездии Кассиопеи ( $1,5^m$ ) и оставалась такой до конца 1937 г., когда блеск ее упал до  $2,9^m$ , но затем она испытала еще две вспышки — в 1938 и 1939 гг. Можно с уверенностью сказать, что  $\gamma$  Cas в 1936—1939 гг. три раза выбрасывала плотные оболочки с температурой от 12 до 20 тыс. кельвинов, в то время как температура самой звезды (B0 IV) держалась около 30—35 тыс. кельвинов. Сильные изменения спектра оболочки показывают и звезды  $\phi$  Пер ( $B0p$ ),  $\zeta$  Тау ( $B0\text{ Ia}$ ),  $\eta$  Сеп ( $B3p$ ) и др. Плейона в Плеядах временами теряет все свои эмиссии в спектре, а иногда, наоборот, обладает ими в очень резком виде (до 1905 г. и в 1938—1946 гг.). Кроме радиальных движений, в оболочках можно распознать и осевое вращение, но оно, естественно, происходит медленнее (см. § 23), чем у звезды, из которой оболочка выбрасывается.

Можно думать, что иногда оболочка существует отдельно от атмосферы звезды, причем ее фигура совершенно непохожа на сферический слой, так как осевое вращение вызывает сильную деформацию разреженного газового слоя, особенно заметную у экватора (см. § 23), где роль центробежного ускорения особенно велика. У очень быстро вращающейся звезды центробежное ускорение на экваторе может даже превзойти ускорение притяжения, и газовые массы, выброшенные из звезды, расположатся в ее экваториальной плоскости. Такие массы очень быстро высвечиваются и не могут быть длительно существующими образованиями, и поэтому ускользают от нашего внимания, если от звезды не поступают новые потоки газа.

Явление это, по-видимому, достаточно распространено среди В-звезд, но маломощные газовые потоки рядом с очень яркой фотосферой звезды ничем не проявляют себя даже в спектре. На помощь астроному приходят затмения в двойных системах, когда большая и неяркая звезда-спутник затмевает яркую горячую первичную звезду. Явление это впервые было замечено у RW Тау (рис. 120), где спутник особенно слаб (главный минимум очень глубок, свыше  $4^m$ ).

Затменная система RW Тельца (RW Tau) состоит из двух компо-

нент, B9 и gK0, размеры которых относятся как 2 : 3, а светимости (визуальные) составляют соответственно 98 % и 2 % общей светимости системы. Перед полным затмением (рис. 120, а), когда лишь часть звезды B9 закрыта, излучение газового кольца вокруг нее незаметно,

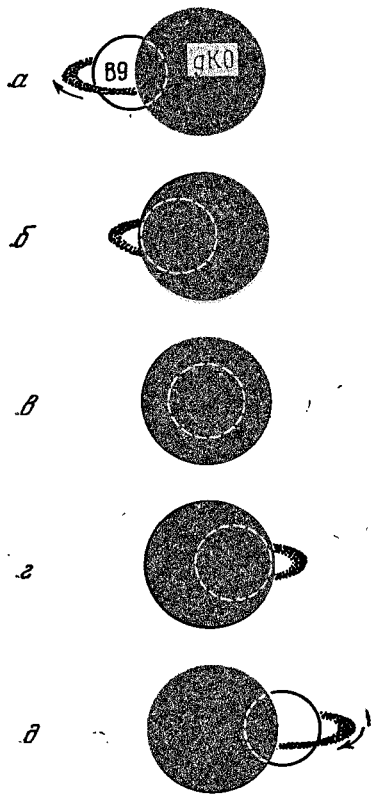
но с наступлением полной фазы (рис. 120, б) звезда K0 полностью перехватывает мощное излучение фотосферы B9, оставляя незакрытой часть газового кольца вокруг этой звезды.

Надо полагать, что кольцо вращается в направлении орбитального движения, и тогда в положении 120, б перед наблюдателем остается удаляющаяся часть кольца, что и подтверждается появлением в спектре звезды (gK0) эмиссионных линий, смещенных в красную сторону. Величина смещения соответствует скорости 350 км/с. В середине полной фазы удаляющаяся часть кольца закрывается и мы наблюдаем обыкновенный спектр gK1 (рис. 120, в). Перед концом полной фазы открывается приближающаяся часть вращающегося кольца (рис. 120, г) и в спектре появляются эмиссионные линии, смещенные в фиолетовую сторону, указывая на ту же скорость 350 км/с. После полной фазы эмиссии в спектре исчезают, будучи подавлены светом фотосферы звезды B9.

Подобная картина была замечена еще примерно у половины известных затменных систем с глубоким полным затмением. Но, вероятно, это — общее явление, свойственное всем подобным парам, только его не всегда можно обнаружить. В частности, система, подобная

Рис. 120. Схема явлений, происходящих во время главных минимумов у затменной системы RW Тау ( $P = 2,769^d$ ), состоящей из двух компонент B9 и gK0

RW Тау, если ее наблюдать со стороны полюса орбиты, не будет затменной системой и линии газового кольца будут затмены лишь при очень мощном кольце. При этом они не будут смещаться. Наконец, заметим себе, что и в случае RW Тау интенсивность кольца сильно меняется, иногда до полного исчезновения. То же наблюдается в затменной системе U Цефея. Как мы увидим дальше, описанные здесь явления можно также объяснить существованием вокруг горячей звезды не кольца, а более или менее широкого диска.



## ЗВЕЗДЫ ВОЛЬФА — РАЙЕ

Еще один класс объектов с расширяющимися оболочками представлен звездами Вольфа — Райе — W (глава II, § 9). Это объекты, похожие на звезды Р Суг, только вместо эмиссионных линий, окаймленных с фиолетовой стороны абсорбцией, они имеют очень широкие эмисси-

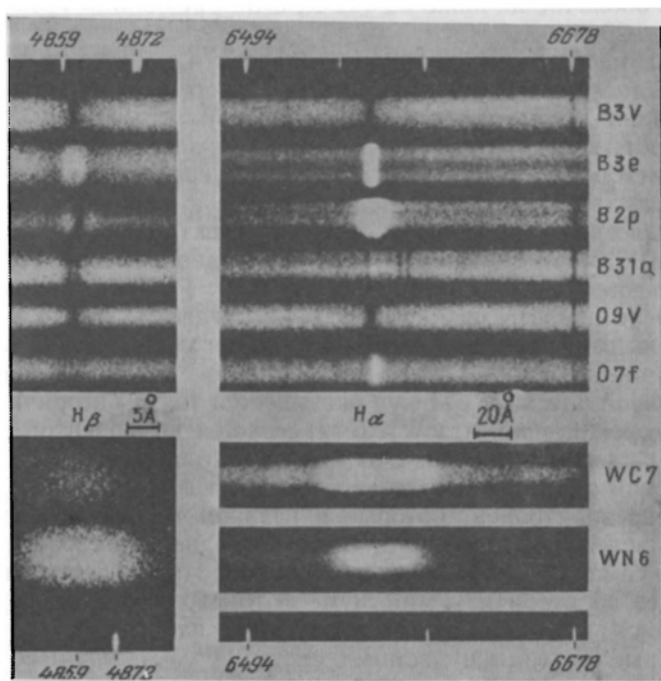


Рис. 121. Окрестности линий  $H\alpha$  и  $H\beta$  у некоторых звезд с обширными оболочками. Сверху вниз: нормальная звезда B3 главной последовательности  $\epsilon$  Her; звезда B3e, 48Per, вращающаяся со скоростью до 230 км/с; звезда B2 с оболочкой  $\zeta$  Tau со скоростью вращения 350 км/с (здесь ширина эмиссионной линии  $H\alpha$  значительно больше, чем в предыдущем случае); сверхгигант 55 Cyg, B3 Ia со следами эмиссии типа Р Суг у  $H\alpha$ ; звезда O7f, 9Sge (очевидная эмиссия у  $H\alpha$  и подозреваемая — у  $H\beta$ ); звезда Вольфа — Райе, HD 192103, углеродного ряда WC7; звезда Вольфа — Райе, HD 192163, азотного ряда WN6. Ширина полос эмиссии у этих звезд огромна

онные полосы (до 50—100 Å), часто без абсорбционных коротковолновых компонент (рис. 121). Ширина полос говорит о скорости расширения, достигающей до 1500 км/с. Спектр между полосами, т. е. непрерывный фраунгоферов спектр, очень слаб, звезда в значительной степени светит своей оболочкой. Блеск таких звезд мал (обычно слабее 6<sup>m</sup>), самые яркие звезды класса W —  $\gamma^2$  Vel (2,2<sup>m</sup>) и  $\zeta$  Pup (2,3<sup>m</sup>) находятся на южном небе. Абсолютно звезды W весьма яркие, в среднем  $M = -3,4^m$ , а болометрически до  $-9^m$ . Но их температура известна очень неуверенно. По развитию эмиссионных полос в спектре

методами, применяемыми к туманностям (§ 28), для W-звезд была найдена температура от 60 000 до 110 000 K. Столь высокие значения легко принять, если вспомнить, что у звезд W встречаются спектральные полосы таких ионов, как HeII  $\lambda$  4686, CIV, NIV и даже NV.

И, действительно, расчеты показывают, что электронная температура  $T_e$  в оболочке не ниже 50 000 K, а на расстоянии трех радиусов падает до 20 000 K.

Что же касается температуры горячего ядра звезды W, то она заключена между 90 000 и 110 000 K (ее определяют по непрерывному спектру ядра в ультрафиолетовой области).

Наоборот, в видимой области спектра W-звезд температура определяется между 20 000 и 8000 K и является усредненным значением по всему диску звезды, включающему также и оболочку.

Среди звезд W очень высок процент спектрально-двойных. Одна из них, HD 193576=V 444 Cyg, является одновременно и затменной двойной с довольно глубокими минимумами. Решение кривой блеска позволило установить размеры оболочки у звезды WN 6 — она раз в семь превышает размеры Солнца, в то время как сама плотная звезда (ее масса около  $12M_{\odot}$ ) имеет радиус  $2R_{\odot}$ . Удивительной особенностью кривой блеска V 444 Cyg оказывается то, что вторичный минимум, в котором компонента WN 6 затмевается компонентой B1, вдвое уже, чем главный минимум. Это можно истолковать так, как будто сверх газовой оболочки звезда WN 6 имеет еще обширную (до  $16R_{\odot}$ ) оболочку из электронов, которые в главном минимуме экранируют звезду B1 вследствие рассеяния света последней на свободных электронах, но сама по себе эта электронная оболочка не светится, так что закрытие ее во вторичном минимуме фотометрически незаметно. Мы еще вернемся к этой звезде в следующем параграфе.

Некоторые явления в двойных системах со звездами Вольфа — Райе позволяют сомневаться в том, что наша интерпретация их спектра с помощью модели расширяющейся оболочки правильна. Можно искать другие причины расширения полос у этих звезд. Электронную концентрацию у звезд W на границе с фотосферой оценивают в  $10^{12} \text{ см}^{-3}$ . При весьма высокой температуре оболочки, электроны находятся в очень оживленном движении (средняя скорость их около 150 км/с при  $T=80\,000 \text{ K}$ ) и рассеяние на них при действии эффекта Доплера может привести к заметному расширению линий, но значительно меньшему, чем то, что наблюдается фактически. Точно так же и турбулентность в оболочке W-звезды может объяснить лишь часть ширины ее эмиссионных полос.

Таким образом, предположение о том, что звезды Вольфа — Райе непрерывно выбрасывают вещество в межзвездное пространство, по-видимому, наиболее приемлемо. Легко подсчитать порядок массы, выбрасываемой звездой в год:

$$dM = -4\pi R^2 \rho(R) v dt. \quad (22.1)$$

Здесь  $R$  — радиус фотосферы  $= 5 R_{\odot}$ ;  $\rho = 10^{12} m_{\text{He}} = 10^{-11} \text{ г/см}^3$ ;  $v = 10^8 \text{ см/с}$ ;  $dt = 3,16 \cdot 10^7 \text{ с}$ ;  $dM = 10^{-5} M_{\odot}$  в год. Последняя величина значительна: за 100 000 лет звезда теряет  $1 M_{\odot}$ , что составляет около  $1/10$  ее массы. Значение  $dM = 10^{-5} M_{\odot}$  в год подтверждается также величиной замедления периода в системе V 444 Cyg.

В целом мы можем представлять себе звезду Вольфа — Райе, одиночную или входящую в двойную систему, как массивную и очень горячую звезду с обширной горячей газовой оболочкой, радиально разгоняемой световым давлением. Эмиссионные линии возбуждаются излучением ядра, которое перерабатывается в оболочке механизмом флуоресценции (см. § 28).

Эволюционное положение звезд W очень неясно. С одной стороны, интенсивный корпускулярный поток, выходящий из них, указывает на то, что это — или молодые образования, или кратковременная стадия в развитии звезды. При всех попытках определить химический состав звезд Вольфа — Райе получался неизменно одинаковый результат: они содержат гелия значительно больше, чем водорода. Можно было бы подумать, что эти звезды проходят весьма позднюю стадию в своем развитии, т. е. они уже исчерпали значительную часть своего водорода и стремятся сейчас к коллапсу — к сбрасыванию части своей массы, необходимому для перехода в состояние белого карлика (см. § 19). Может быть, такое заключение и справедливо в применении к звездам W, которые составляют ядра планетарных туманностей (см. § 28) и светимость которых в 500—1000 раз меньше. Но нормальные звезды Вольфа — Райе не могут быть старыми звездами: они составляют на небе совершенно отчетливые группы среди звезд плоской составляющей Млечного Пути, своего рода звездные ассоциации, которые должны были бы быстро распасться под влиянием гравитационных воздействий всей Галактики и, особенно, близких к ассоциации звезд. Возраст таких ассоциаций порядка  $10^6$ — $10^7$  лет. Кроме того, как сказано выше, звезды Вольфа — Райе часто сочетаются в пары с горячими звездами главной последовательности, которые приходится считать молодыми звездами (§ 19). Но и сами W-звезды массивны (обычно  $15$ — $20 M_{\odot}$ ), так что их эволюция, ускоренная истечением масс в двойных системах (см. § 23), протекает быстро.

## § 23. ВРАЩЕНИЕ ЗВЕЗД И ОБМЕН ВЕЩЕСТВА ВНУТРИ ДВОЙНЫХ СИСТЕМ

Мы видели, что у ряда звезд неустойчивость на поверхности сопровождается быстрым их вращением (звезды Be, P Cyg) и им же, вероятно, вызвана. В другом случае она связана с двойственной природой звезды, на чем мы особенно подробно остановились в § 14. Здесь мы рассмотрим процессы вращения звезд и обмена массами в двойных системах с позиции эволюционного развития звезд.

## ВРАЩЕНИЕ ЗВЕЗД РАЗНЫХ ТИПОВ

Описанный в § 9 метод определения осевого вращения звезд (по профилям спектральных линий), примененный к нескольким сотням одиночных звезд, привел к любопытному результату: большая скорость вращения встречается только у звезд ранних спектральных классов — О, В, А, звезды же классов F, G и более поздних вращаются медленно (исключая компоненты двойных звезд типа W Б. Медведицы). Как

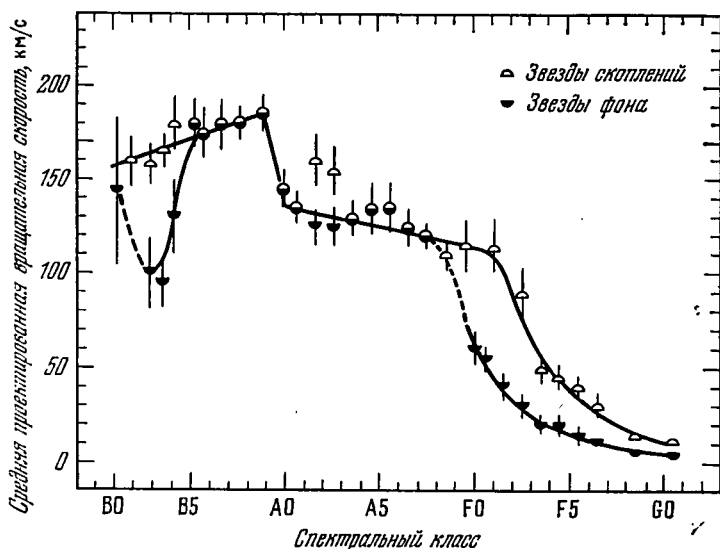


Рис. 122. Зависимость скорости вращения звезд от спектрального класса. Темные половинки кружков относятся к звездам галактического фона, светлые — к звездам в скоплениях. Черточки показывают вероятную погрешность найденных значений скорости. Поскольку звезды скопления, как правило, моложе звезд фона, наблюдаемые различия можно истолковать как свидетельство существования торможения в процессе эволюции звезды. (Заимствовано из *Astronomy and Astrophysics*, 1974, v. 33)

видно из рис. 122, граница между быстро и медленно вращающимися звездами (она пролегает у спектральных классов F2 — F5) очень резкая, и это нельзя приписать случайности. В то время как среди звезд класса В нередко скорость свыше 200 км/с и даже 300 км/с, у звезд-карликов спектральных классов F3 — K скорость вращения меньше 10 км/с и практически не поддается определению. Звезды-гиганты ведут себя иначе: в ранних спектральных классах их скорость значительно меньше, чем у звезд главной последовательности, а в поздних — значительно больше; так, известны звезды-гиганты спектральных классов F и G со скоростью вращения 75—100 км/с. Сверхгиганты же вращаются медленно: у звезд классов О — В3 скорость вращения около 100 км/с, а у более поздних, чем В3, — не больше 25 км/с.

Отдельные группы звезд обладают общими вращательными характеристиками. Так, В-звезды в Плеядах вращаются в среднем быст-

рее, чем звезды В вообще. И наоборот, звезды В0 — В3 в группе горячих звезд созвездия Ориона вращаются значительно медленнее, чем такие же звезды, не входящие в группы, в то время как среди звезд В5 — В9 того же созвездия почти не наблюдается скорость вращения меньше 50 км/с.

Все сказанное относится к наблюдаемой скорости вращения, т. е.  $V_e \sin i$  (§ 9), где  $V_e$  — экваториальная скорость вращения, а  $i$  — угол между осью вращения и лучом зрения. При случайном расположении осей вращения в пространстве нетрудно от распределения звезд по скорости  $V_e \sin i$  перейти к распределению их по скорости  $V_e$  на экваторе \*): в среднем  $V_e$  на 27 % выше наблюдаемых значений  $V_e \sin i$ . Среди наиболее быстро вращающихся звезд (звезд Ве) малая скорость почти не встречается, и можно считать, что среди них нет невращающихся, а реальная скорость  $V_e$  иногда превышает 400 км/с. Быстрее всего вращаются звезды с оболочками; в частности, у  $\phi$  Per  $V_e = 500$  км/с.

Наши представления о размерах и массах В-звезд показывают, что наблюдаемая у них скорость вращения бывает близка к критической, т. е. к такой, при которой появляется экваториальная неустойчивость: центробежное ускорение на экваторе становится равным или превосходит ускорение силы тяжести.

В дальнейшем нам необходимо рассмотреть два вопроса:

1) Почему скорости вращения звезд ранних и поздних спектральных классов так сильно различаются? 2) Каково происхождение вращения звезд? Впрочем, оба эти вопроса тесно взаимосвязаны.

## ЭВОЛЮЦИОННЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ СКОРОСТИ ВРАЩЕНИЯ ЗВЕЗД

Как известно из механики, момент количества движения (называемый также моментом вращения) замкнутой системы есть неизменяемая величина:

$$N = \Sigma m \omega r^2 = \text{const}, \quad (23.1)$$

где суммирование распространено на все элементарные массы  $m$ , составляющие систему. Для тела, обладающего жестким вращением, т. е. все точки которого вращаются с одной и той же угловой скоростью  $\omega$ , момент вращения равен произведению момента инерции  $I$  на угловую скорость:

$$N = I \omega, \quad (23.2)$$

---

\*) Среднее значение  $\overline{\sin i} = \int_0^{\pi/2} \sin i \sin i \, di : \int_0^{\pi/2} \sin i \, di = \frac{\pi}{4}$ , и если  $V$  и  $\sin i$

независимы, то  $\overline{V_e \sin i} = \overline{V_e} \overline{\sin i}$ , откуда  $\overline{V_e} = \frac{4}{\pi} \overline{V_e \sin i}$ .



причем для однородного шара радиуса  $R$

$$I = \frac{1}{2} m R^2. \quad (23.3)$$

Если шар не однороден, а имеет сгущение к центру, то момент инерции меньше. У сжатого эллипсоида или вообще у тела, сжатого вдоль оси вращения, момент инерции относительно этой оси больше, чем у равновеликого шара.

Звезда может вращаться и как твердое тело и так, что угловая скорость к центру растёт. Если вязкость вещества звезды велика, то внутреннее трение между различно вращающимися соседними слоями приведет ее в конце концов к вращению с единой для всех слоев угловой скоростью, как у твердого тела. В звезде действует вязкость составляющих ее газов и лучистая вязкость, связанная с тем, что распространяющиеся изнутри наружу фотоны притормаживают вращение звезды, так как их расстояние от оси вращения все время растет и они должны забирать часть вращательного момента у атомов, которые их поглощают или рассеивают. Все же и молекулярная, и лучистая вязкость в звездах незначительны и не могут уничтожить дифференциального вращения. Иначе обстоит дело в конвективных зонах или конвективном ядре, так как в них возникает турбулентная вязкость, на много порядков превышающая вязкость молекулярную. Поэтому в таких зонах может установиться жесткое вращение. Оно может и не установиться, потому что конвективный перенос масс вверх вызывает замедление вращения вышележащих слоев, а опускание масс имеет следствием ускорение вращения. Вопрос о том, какая тенденция победит, решить в общем случае очень трудно, но учет магнитных сил сразу проясняет дело.

Представим себе, что звезда имеет недалеко от поверхности конвективную зону. Происходящие здесь энергичные движения плазмы вызывают появление магнитных полей, которые, как, например, у Солнца, выходят далеко за пределы звезды — в корону и дальше. С другой стороны, как мы видели в главе I, ударные волны, источником которых служит та же конвекция, вызывают выброс плазменных частиц из звезды. Сам по себе выброс частиц уже вызывает изменение вращения звезды, так как частицы уносят с собой момент вращения с поверхности звезды, где он, в расчете на единицу массы, наибольший. Но этот процесс мало эффективен. Совсем иначе обстоит дело при наличии магнитных полей. Плазма, двигаясь вдоль магнитных силовых линий, заставляет силовые трубки закручиваться назад относительно вращения звезды (см. § 7 и рис. 56), а так как силовые линии противодействуют натяжению, торможение вращения выброшенными плазменными частицами будет эффективно передаваться через магнитные силовые линии поверхности звезды. Так будет продолжаться до тех пор, пока плазменное облако не «сорвется» с магнитной трубки, или вся трубка не оторвется от поверхности звезды. Можно думать, что таким образом вращение поверхностных слоев звезды (если иметь в виду и всю конвективную зону) может быть заторможено почти до ну-

ля, в то время как потеря массы будет незначительна (потеря Солнцем посредством корпускулярного излучения  $10^{12}$  г/с, конечно, незначительна даже на протяжении миллиарда лет). Таким образом, благодаря магнитным полям механизм простого уноса вращательного момента превращается в механизм торможения тех слоев звезды, которые создают магнитное поле.

С другой стороны, если магнитное поле возникает в конвективном ядре, последнее приходит постепенно в состояние жесткого вращения, а так как магнитное поле может проникать и дальше за пределы ядра, пронизывая в конце концов всю звезду, то вся звезда в результате будет вращаться, как твердое тело. Это означает, что линейная скорость вращения, наблюдаемая у такой звезды, должна быть значительна.

Но как раз звезды А, В и более ранние имеют конвективное ядро и не имеют конвективной оболочки, а звезды F5 и более поздние имеют конвективную оболочку и не имеют конвективного ядра, что в свете описанных явлений переноса момента магнитными полями удовлетворительно объясняет различие скоростей вращения ранних и поздних звезд.

## ПРОИСХОЖДЕНИЕ ВРАЩЕНИЯ ЗВЕЗД

Обратимся к вопросу о происхождении вращения звезд и для этого вернемся к формуле (23.1), выражающей закон сохранения момента вращения системы. Из нее с необходимостью вытекает, что при неизменной массе системы уменьшение ее размеров должно сопровождаться увеличением угловой скорости вращения, притом обратно пропорционально квадрату размеров. Вспомним, что мы рассматривали эволюцию звезды как результат сжатия первоначального очень большого газовопылевого шара (см. § 19). Он обладал определенным вращательным моментом. Если сжатие происходит с соблюдением гомологичности (§ 15), то увеличение угловой скорости вращения  $\omega$  при сжатии шло все время строго обратно пропорционально квадрату размеров сжимающейся конфигурации [потому что в выражении для момента инерции вида (23.3) коэффициент при  $mR^2$  сохранял бы постоянное значение] и при уменьшении размеров в 100 раз угловая скорость возрастет в 10 000 раз. При возрастании концентрации вещества к центру будет возрастать скорость вращения внутренних частей, но когда у достаточно массивной звезды образуется конвективное ядро, порождаемое им магнитное поле начнет выравнивать угловые скорости во всех слоях звезды.

В связи с изложенным представляется особенно интересным, что в очень молодом звездном скоплении NGC 2264 звезды F8 и более холодные, лежащие выше главной последовательности, т. е. еще не сформировавшиеся окончательно (§ 19), имеют широкие линии, говорящие о быстром вращении, тогда как у более горячих звезд A0—O7 такое расширение линий незаметно. В данном случае у

холодных звезд механизм передачи момента через магнитные поля в околосредную среду еще не начался, а у более горячих вращательный момент ушел в недра звезд и выравнивание угловых скоростей с помощью магнитного поля конвективного ядра пока еще не успело себя проявить.

Большие скорости вращения звезд очень убедительно говорят в пользу идеи об образовании звезд путем сжатия. Значительные, но все же умеренные скорости вращения звезд-гигантов (см. выше) напоминают нам о происхождении этих звезд из быстро вращающихся звезд главной последовательности (см. § 19): если размеры звезды В, вращавшейся со скоростью 300 км/с, увеличатся втрое-вчетверо, то линейная скорость вращения при прочих равных условиях звезды уменьшится до 100—75 км/с, а затем, ввиду образования большой конвективной оболочки у поверхности, произойдет быстрая потеря вращения, что и наблюдается у большинства гигантов.

#### **ОБМЕН ВЕЩЕСТВА ВНУТРИ ТЕСНЫХ ДВОЙНЫХ СИСТЕМ. АККРЕЦИЯ. ЭВОЛЮЦИОННЫЕ СЛЕДСТВИЯ**

Когда вращающаяся звезда входит в состав тесной двойной системы, вопрос об ее устойчивости сильно усложняется, так как приливообразующее воздействие одной компоненты на другую может быть очень сильным. Как мы видели в § 14, у контактных двойных звезд пространство, даже очень близкое к поверхности какой-либо из компонент, оказывается «ничейным» в данной системе, а через первую лагранжеву точку возможно перемещение вещества из одной полости поверхности нулевой скорости в другую. В § 14 мы рассмотрели подробно систему  $\beta$  Лун, которая может служить примером неустойчивости крупного масштаба, хотя, может быть, и не самого крупного среди двойных систем. Несомненно, в таких случаях происходит перенос вещества от одной компоненты к другой и даже вынос вещества за пределы системы. Могут ли процессы подобного рода существенно повлиять на эволюцию каждой компоненты?

На этот вопрос можно дать утвердительный ответ. Поскольку масса звезды в значительной степени определяет лучеиспускание звезды и ее долголетие, значительные изменения массы в ту или другую сторону обязательно должны отразиться на скорости эволюции звезды и ее конечной стадии.

Мы не можем себе представить, что звезды, входящие в тесную пару, возникли порознь. Они образовались одновременно, но если массы протозвезд были разные, то темпы дальнейшего развития их тоже будут разные и массивная компонента будет опережать другую компоненту. Остается непонятным, почему у многих двойных алголевого типа спутник-субгигант обладает массой, меньшей, чем первичная звезда — обычная горячая, энергично излучающая, звезда сравнительно молодая или просто молодая? Ведь стадия субгиганта — сравнительно поздняя, звезда должна была сойти с главной последо-

вательности, а для этого она должна была потерять в значительной степени свои эффективные источники энергии! И все это при малой массе. Вопрос разрешится, если допустить, что значительная часть массы первичной звезды перетекла ко вторичной, одарила ее материей, богатой водородом, а сама заняла скромное положение спутника, которому теперь предстоит проходить более поздние стадии звездного существования — через гигант к гелиевой звезде и к белому карлику.

Таким образом, тесная двойная система первоначально разделенного типа в процессе эволюции достигает стадии полуразделенной системы, и более массивная звезда, расширившись до границ своей полости Роша, начинает усиленно передавать часть своего вещества спутнику, а так как с уменьшением массы размеры полости Роша неуклонно уменьшаются, то этот процесс будет самоусиливающимся, тем более, что, как показывает теория, размеры орбиты будут уменьшаться до тех пор, пока массы не уравниются, но и тогда перенос массы не прекратится, только он станет затухающим.

В двойной системе через звездный ветер происходит перенос вещества ( $10^{-10}$ — $10^{-5} M_{\odot}$  в год) от одной компоненты к другой. Но при этом переносится и вращательный момент, который может быть настолько большим, что газ не попадает сразу на другую компоненту, а закручивается вокруг нее по некоторой кеплеровской орбите. В газовом потоке всегда существует разнообразие угловых моментов, так что вокруг звезды образуется в плоскости орбиты газовый диск большей или меньшей толщины и плотности. Его можно рассматривать как совокупность множества колец, движущихся первоначально с разными угловыми скоростями, так что между соседними кольцами действуют силы вязкости, которые стремятся придать кольцу жесткое вращение. Из взаимодействия орбитального вращательного момента (кеплеровского) и крутильных моментов от вязкости диск эволюционирует, внешние его части имеют тенденцию удаляться, а внутренние — приближаться к поверхности звезды, так что газовые массы выпадают на нее, отдавая кинетическую энергию, которая увеличивает температуру звезды, увеличивается и масса. Но разогревается также и газ в диске из-за внутреннего трения в нем. Происходящая при этом диссипация энергии удаляется из диска путем излучения. Аккрецирующая звезда становится, таким образом, двойным излучателем — сама звезда с горячим поясом от выпадающего вещества и окружающий ее диск. Впрочем, если темпы аккреции слабы, диск, даже если он образуется, светится слабо или вовсе не светится.

Изменение потенциальной энергии от бесконечности до поверхности звезды равно  $GM/R$ . Если диск тонок, то при выпадении вещества половина этой энергии уходит на кинетическую энергию, а другая половина излучается диском:  $L = \frac{1}{2} \dot{M} M/R_*$ , где  $\dot{M}$  есть масса, переносимая на диск за единицу времени. Совершенно ясно, что ход описанных событий очень сильно зависит от кинематической вязкости  $\nu$ , которая в свою очередь зависит от плотности газа и его температуры и наличия

турбулентных движений в диске. При нормальных плотностях и температурах только турбулентные движения могут сильно поднять значение  $\nu$ . Но анализ турбулентности в околозвездных дисках очень труден, особенно, если оказывается необходимым принимать во внимание магнитное поле звезд.

Наблюдения показывают в соответствии с ожиданием, что размеры аккреционного диска будут тем больше (относительно размеров орбиты), чем больше масса принимающей компоненты относительно отдающей.

Легко понять, что при наличии аккреции процесс развития может очень ускориться и протекать совсем иначе, чем у одиночной звезды. У очень горячих и массивных звезд, как, например, у  $\beta$  Лиры, эволюция протекает очень быстро, за  $10^5$ — $10^6$

лет. Здесь спутник, масса которого, по видимому, больше массы первичной компоненты, обладает меньшей светимостью и почти ничем не проявляет себя в спектре, будучи окружен мощной газовой оболочкой (см. с. 190, рис. 99). Поэтому он и обладает такими особенностями, что его строение существенно отличается от строения главной звезды, вероятно, в результате переноса масс (например, звезда уже сошла с главной последовательности в область сверхгигантов). Можно понять также, что эволюция в тесной двойной системе приведет к тому, что в паре окажется звезда главной последовательности и белый карлик (такие системы уже известны).

Отличным от описанного, по крайней мере количественно, будет развитие компонент, когда, достигнув своего предела Роша, звезда будет терять вещество не только и не столько через лагранжеву точку, а по всей своей поверхности, заполняя пространство около двойной системы или вовсе ее покидая (рис. 123).

Процессы, описанные выше, могут быть усилены очень быстрым вращением одной из компонент, как, например, в системе U Цефея, где главная горячая компонента вращается с заведомо большей угловой скоростью, чем происходит орбитальное движение. То же можно сказать и о системе RZ Щита. В таких системах неустойчивость и потеря вещества главной компонентой, как более быстро вращающейся, может наступить раньше, чем звезда заполнит свою полость предельной поверхности Роша, вычисленной в предположении синхронности

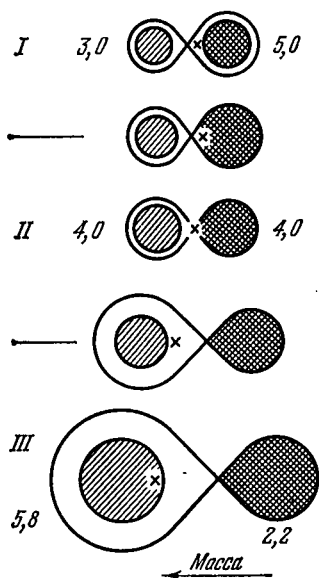


Рис. 123. Схема развития тесной двойной системы с первоначальными массами компонент 3,0 и 5,0  $M_{\odot}$ . Рядом с каждой конфигурацией указаны массы их, изменяющиеся вследствие переноса вещества от одной компоненты к другой (ср. рис. 95 и сопровождающий его текст)

вращений и обращений. Достоверность систематического выброса материи за пределы поверхности Роша во все стороны никем не была доказана, но он представляется более вероятным, чем альтернативный процесс перекачки вещества главной компоненты через первую лагранжеву точку в полость второй компоненты в таких масштабах, что по истечении некоторого времени масса второй компоненты превзойдет массу первой.

Своеобразие эволюции компонент двойных звезд усиливается еще благодаря тому взаимодействию, которое существует между вращением компонент и их орбитальным движением. Оно осуществляется благодаря приливному воздействию компонент друг на друга при наличии вязкости звездного вещества, которой может существенно помочь магнитное поле звезды. В результате взаимодействия всех названных факторов достаточно тесная система может прийти к состоянию точной синхронности осевого и орбитального вращения. Тогда вся система вращается так, как будто она надета на твердый стержень. Это состояние не может сохраняться неизменным неопределенно долго. Уменьшение массы одной или обеих компонент вызывает потерю момента вращения, которая расстраивает синхронизацию вращения. Приливное трение, однако, вновь его восстанавливает за счет момента орбитального движения, а это должно вести к уменьшению размеров орбиты и к ускорению орбитального движения, что вновь ускоряет вращение компоненты за счет приливного трения и т. д. В конце концов система может прийти к предельному сближению компонент, которое осуществляется в контактных системах — у короткопериодических затменных переменных звезд типа W Б. Медведицы, где обе компоненты, хотя и позднего спектрального класса (позднее F5), вращаются очень быстро, со скоростью 150—200 км/с. Очевидно, и в этом случае мы встречаемся с эволюцией, которая отличается от эволюции одиночной звезды вследствие специфической неустойчивости, проявляющейся лишь в тесных двойных системах.

## § 24. НОВЫЕ И СВЕРХНОВЫЕ ЗВЕЗДЫ

*Новыми* называются звезды, которые однажды вспыхивают так, что их блеск возрастает за короткое время в несколько сотен или в миллион раз, и звезда, прежде ничем не примечательная, сразу становится заметной среди своих соседей на небе. По истечении некоторого времени новая возвращается к своему обычному блеску.

Примененная выше некоторая расплывчатость временных характеристик неизбежна, так как новые бывают быстрые и медленные (рис. 124 и 125). У первых процесс вспышки от исходного состояния до максимума бывает 1—2 дня, а у вторых много дней, а иногда и несколько месяцев. Некоторые новые своим блеском превосходят все звезды, видимые на небе. Именно от одной из таких звезд, вспыхнувшей в 1572 г., которую со всей обстоятельностью наблюдал Тихо Браге и назвал ее *Stella nova*, новые и ведут свое название.

В настоящее время эта и другие ей подобные звезды выделяются в особую группу *сверхновых звезд*, вспышка которых несравненно более грандиозна, чем у обычных новых; их светимость в максимуме иной раз всего лишь на порядок уступает полной светимости всей звездной системы, в которой сверхновая появляется.

Употребленное выше в определении новых слово «о д н а ж д ы» не следует понимать абсолютно. Существуют так называемые *повтор-*

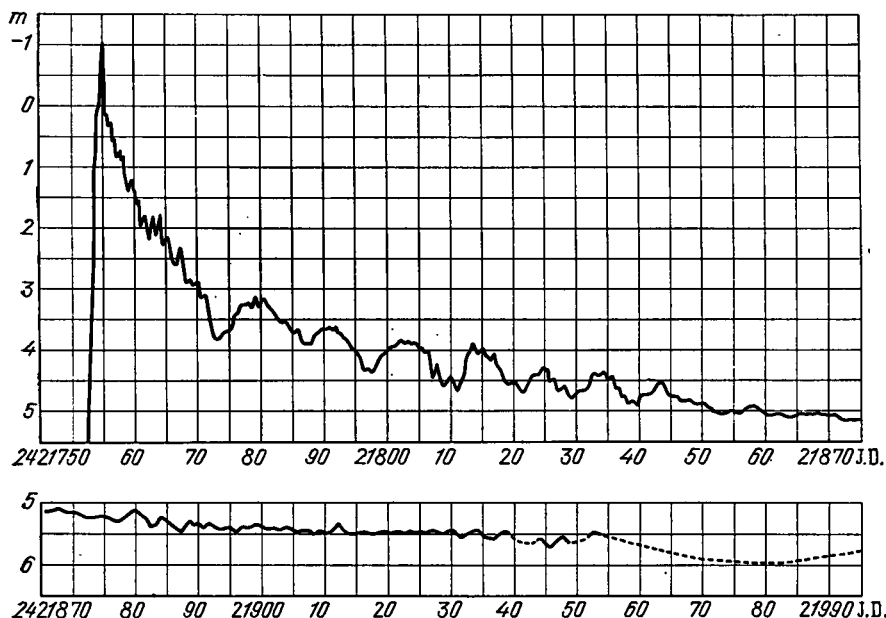


Рис. 124. Кривая блеска «быстрой» новой N Aql 1918 = V 603 Aql, вспыхнувшей в созвездии Орла в 1918 г. По фотографиям, полученным в Гарвардской обсерватории, 6 июня звезда имела блеск  $10,5^m$ , а 7 июня уже  $6,6^m$ ; спустя 9 часов в Индии ее увидели звездой первой величины. 8 июня 1918 г. сотни наблюдателей Азии, Европы и Америки открыли ее независимо друг от друга. 9 июня, после короткой задержки, она достигла максимума блеска:  $-1,08^m$ ; спустя восемь часов ослабела на  $1^m$ , а через 6 дней — еще на  $2^m$ . После этого она ослабевала все медленнее и медленнее. Первоначального блеска  $11^m$  она достигла лишь в 1929 г., спустя 11 лет после вспышки

*ные новые*, у которых наблюдались две и даже три вспышки, разделенные несколькими десятками лет. Эти звезды во многом не отличаются от обычных новых, лишь амплитуда вспышки у них меньше.

### СВЕТИМОСТЬ, АМПЛИТУДА ВСПЫШЕК И ЧИСЛО НОВЫХ ЗВЕЗД

Расстояния до новых определяются с трудом: тригонометрические параллаксы у них обычно слишком малы, а спектральные критерии нормальных звезд здесь применимы лишь с ограничениями. Различ-

ные косвенные способы приводят к значениям абсолютной визуальной звездной величины в максимуме  $M_{\max} = -7,5^m$  с большой дисперсией, вызванной тем, что характер вспышек у новых звезд весьма разнообразен. Все же новые звезды можно объединить в две группы. Первая группа — очень быстрые, быстрые и умеренно быстрые звезды с

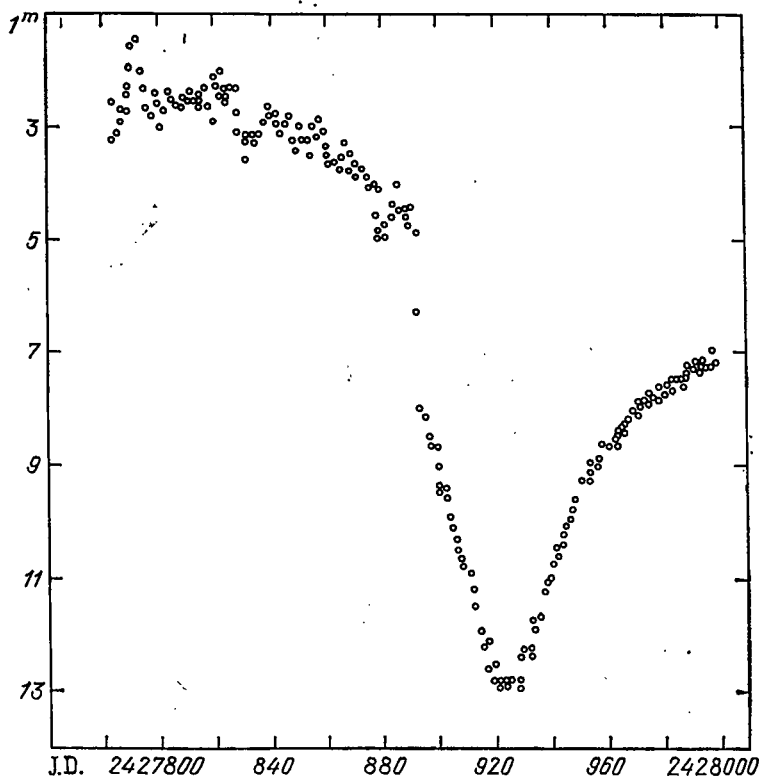


Рис. 125. Кривая блеска медленной новой N Her 1934=DQ Her, вспыхнувшей в созвездии Геркулеса в декабре 1934 г. Впервые после длительного периода непогоды она была замечена Прентисом (Англия) и имела блеск  $3,4^m$ . На фотографии 14 ноября 1934 г. ее блеск близок к  $15^m$ . После открытия она достигла (с некоторыми колебаниями) максимального блеска  $1,4^m$  лишь 22 декабря 1934 г. Ослабевала медленно, с большими колебаниями между  $2^m$  и  $3^m$ , до 27 января 1935 г. После 1 апреля 1935 г. начался быстрый спад блеска, продолжавшийся до 2 мая 1935 г., когда звезда ослабела до  $13,1^m$ . К 5 июля 1935 г. блеск звезды увеличился до  $7^m$ , после чего уменьшался (с флуктуациями) до первоначального значения ( $15^m$ ) в течение 30 лет. За это время у нее были открыты (Уокер, 1954) двойственность, колебания блеска, связанные с затмениями, и пульсационные колебания с периодом 71 с

гладкими кривыми в фазе угасания и значениями абсолютной визуальной звездной величины в максимуме между  $-8^m$  и  $-11^m$ . Обозначим через  $t_s$  промежуток времени (в сутках) после максимума, в течение



которого блеск новой ослабел на  $3^m$ ; тогда статистически оправдывается следующая эмпирическая формула:

$$M_{v, \max} = -11,75^m + 2,5 \lg t_3. \quad (24.1)$$

Вторая (II) группа — умеренно быстрые, медленные, очень медленные и сверхмедленные новые звезды со структурными кривыми блеска, сильно непохожими у разных звезд этой группы; их максимальные абсолютные звездные величины лежат между  $-6^m$  и  $-7^m$ . Формула (24.1) плохо применима к ним. Благодаря своей большой светимости новые звезды без труда обнаруживаются в других звездных системах, в частности, в туманности Андромеды (M 31). Как там, так и в нашей Галактике новые встречаются преимущественно вблизи основной плоскости звездной системы, при этом они теснятся ближе к центру. Например, почти половина числа новых, открытых в Галактике, расположена в созвездии Стрельца и близ него, т. е. в окрестностях направления на центр Галактики (но не самого центра, который для оптических наблюдений недоступен из-за поглощения света космической пылью).

Амплитуда вспышек новых также весьма различна — от  $5,5^m$  до  $16,5^m$ . Малые амплитуды свойственны повторным новым, большие — быстрым нормальным новым. В среднем медленные новые имеют амплитуду  $A=9,2^m$ , быстрые —  $A=10,6^m$ , самые быстрые  $A=11,9^m$ . Долгое время рекордную амплитуду имела вспыхнувшая в 1942 г. в созвездии Кормы новая, получившая название CP Puppis. Она достигла максимального блеска  $0,5^m$ , а старые фотографии на месте новой показывают звезды не ярче  $17^m$ . Несмотря на очень быстрое протекание всех процессов при вспышке CP Pup ( $t_3=7^d$ ), спустя 30 лет звезда эта оставалась ярче своего первоначального блеска в 100 раз. И сейчас, в 1986 г. блеск ее остается на уровне  $15^m$ . Еще большая амплитуда вспышки — около  $19^m$  наблюдалась у Новой Лебеда 1975 г. (V 1500 Cyg). Это значение выведено из сопоставления максимального блеска звезды ( $1,8^m$  с отсутствием ее на Паломарской карте неба (фотография 19—20 июля 1952 г.), где предельная звездная величина равна приблизительно  $21^m$ . Может быть, 19—20 июля 1952 г. будущая новая испытала случайную флуктуацию блеска. Довольно задолго до максимума — в первой половине августа 1975 г. — блеск новой был примерно  $16—16,5^m$ . Если считать ее минимальный блеск от этого уровня, то амплитуда вспышки все равно получается около  $15^m$ .

Абсолютная звездная величина Новой Лебеда 1975 г.  $M=-10,2^m$  тоже выходит за пределы нормального. К такому значению  $M$  приводит нас формула (24.1) вследствие рекордно быстрого падения блеска новой после максимума:

$$t_3=4,1^d.$$

Наблюдения в инфракрасных лучах обнаруживают у некоторых новых звезд совершенно своеобразный ход изменений блеска после оптического максимума, а именно — увеличение блеска. Так, у новой

NQ Vul 1976 спустя 80 дней после максимума блеск на длине волны 3,2 мкм возрос на  $3^m$  и медленно в течение 150 дней вернулся к исходному значению. Это вызвано образованием огромной пылевой оболочки новой звезды, нагретой до 1000—900 К, которая в дальнейшем долго сохраняла эту температуру, в то время как визуально звезда ослабевала до  $12^m$ .

Сопоставляя приведенные выше величины  $M_{\max}$  и  $A$ , приходим к выводу, что в минимуме, т. е. до вспышки, абсолютная звездная величина новых близка к  $+4^m$ , но у некоторых повторных новых светимость значительно ниже, что дало повод рассматривать последние как класс, переходный к карликовым новым — звездам типа U Ближнецов (U Gem), вспыхивающим с частотой в несколько десятков дней (см. следующий параграф). Объединение всех этих звезд показало, что их амплитуды связаны с продолжительностью цикла вспышки  $P$  (в годах) следующей статистической зависимостью (Б. В. Кукаркин и П. П. Паренаго, 1934):

$$A = 0,80^m + 1,667 \lg P. \quad (24.2)$$

Впрочем, для самих повторно вспыхивающих новых звезд более подходит формула

$$\lg P = +2,83 + 0,14A.$$

Если эту формулу распространить на нормальные новые, значения  $P$  для них получаются порядка десятков и сотен тысяч лет. Способов проверить такое утверждение пока не видно.

Число новых, наблюдавшихся в нашей звездной системе, превышает 150. В основном это звезды, открытые после 1848 г., а точнее, за последние 70 лет. В галактике М 31 (туманность Андромеды) их известно свыше 100. Специально поставленные на протяжении  $1\frac{1}{2}$  лет наблюдения приводят к такой оценке числа вспышек новых в этой системе: 26 в год.

Ввиду большого сходства туманности Андромеды с Галактикой можно допустить, что и в нашей звездной системе число вспышек новых примерно такое же. Фактически же их ежегодно наблюдают от одной до трех. Такое расхождение можно понять, если принять во внимание экранирующее действие космической пыли вблизи плоскости Галактики и особенно в направлении на ее центр, в окрестностях которого новые вспыхивают особенно часто.

## СПЕКТРАЛЬНЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ У НОВЫХ ЗВЕЗД

Спектральные изменения новой во время вспышки поражают разнообразием и быстротой, но в основном все они идут в определенном соответствии с изменением блеска. В стадии вспышки до максимума блеска спектр новой — нормальный звездный спектр с нарастающими характеристиками сверхгиганта, линии очень тонки и резки. При этом они сильно смещены в фиолетовую сторону, что можно ис-

толковать как результат быстрого (со скоростью в несколько сотен километров в секунду) расширения обращающего слоя и фотосферы звезды.

После максимума спектр испытывает резкое изменение (рис. 126): появляются многочисленные эмиссионные полосы, окаймленные с коротковолновой стороны абсорбционными линиями, смещенными еще сильнее, чем раньше (скорость свыше 1000 км/с, исключая медленные новые). Внешне спектр становится подобен спектру звезд

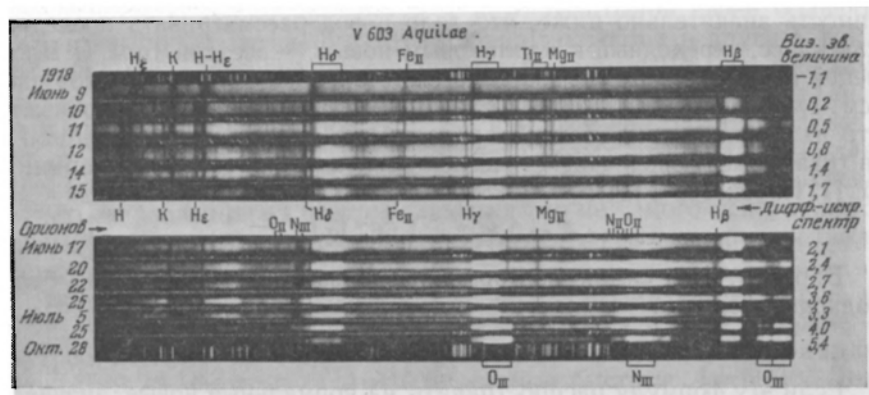


Рис. 126. Спектральные изменения у N Aql 1918=V 603 Aql. Верхний спектр получен во время максимума. Последующие показывают одновременное развитие главного спектра и диффузно-искрового спектра, а затем (в нижней половине) от орионова до небулярного, полностью лишенного абсорбционных линий. Хорошо видно нарастающее со временем смещение в фиолетовую сторону, различное у разных элементов

Вольфа — Райе, но без его высокотемпературных характеристик и с тонкими линиями поглощения. Когда ослабление блеска новой после максимума заходит далеко (на 5—6<sup>m</sup>), непрерывный спектр ее очень слаб и звезда светится за счет одних только многочисленных полос излучения чисто газового спектра. Наконец и они исчезают; в заключительной стадии новая звезда светит только излучением непрерывного спектра, очень слабого, в соответствии с полным спадом блеска звезды. На этом вспышка новой заканчивается, хотя отдельные мелкие флуктуации ее блеска возможны и после этого.

Детали изменения спектров новых показаны на рис. 127. В первые дни или часы вспышки новая имеет характеристики горячей звезды В или А с сильно смещенными в фиолетовую сторону линиями поглощения. Смещение соответствует скорости движения до 1000 км/с. Незадолго до максимума новая имеет спектр класса А — F с очень тонкими абсорбционными линиями, как у сверхгигантов. Тотчас же после максимума происходит внезапная (иногда за сутки) трансформация в «типичный спектр новой» — картина ярких линий, очень расширенных в обе стороны от нормального положения и окаймленных с фиолетовой стороны теми же линиями поглощения, но смещен-

ными еще более, чем раньше. Это — главный спектр поглощения у новых.

Сходство спектра новой на этой стадии со спектром звезд Вольфа — Райе позволяет применить к ним ту же интерпретацию — расширение обширной оболочки звезды, но с несравненно большей скоростью, достигающей до 1500 км/с (у медленных новых — много меньше). В химическом отношении главный спектр не представляет

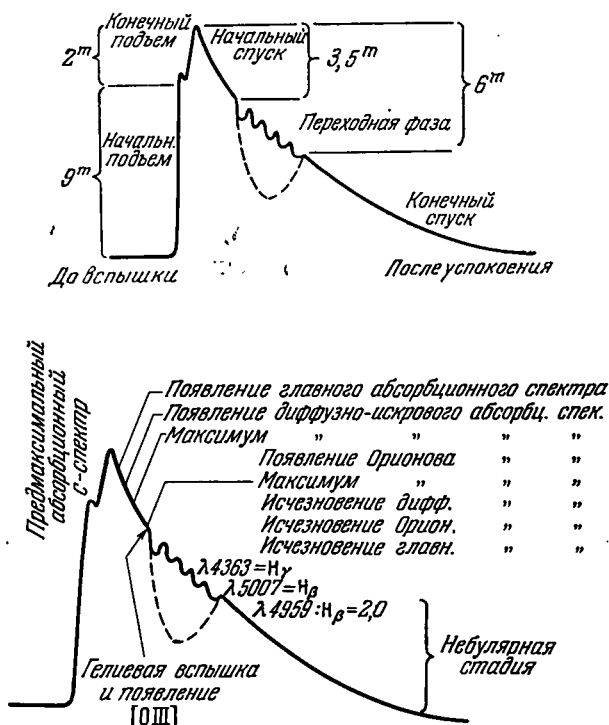


Рис. 127. Схема колебаний блеска типичной новой, с указанием ее спектральных изменений

ничего особенного: в основном это линии H, CaII, NaI, FeII, TiII, OI, Si. В эмиссионном спектре появляются, однако, новые детали — запрещенные линии [OI]  $\lambda\lambda$  5577, 6300, 6363, так называемые «линии полярных сияний», [NII]  $\lambda$  5755, свидетельствующие о большом разрежении светящихся газов, а также усиленное свечение HeI  $\lambda$  5876.

Главный спектр эволюционирует, появляется несколько абсорбционных компонент, из которых наиболее смещенные указывают на скорость до 2500 км/с у быстрых новых (например, CP Lac). Этот спектр в дальнейшем постепенно вытесняется (см. рис. 126) «диффузно-искровым спектром», состоящим из линий тех же элементов, но размытых и еще более смещенных в среднем до 1500 км/с, а у

GK Per — до 3700 км/с (максимальная скорость расширения, наблюдавшаяся у новых звезд).

Диффузно-искровой спектр в основном исчезает после ослабления новой на 3<sup>м</sup> (от максимума) и ему на смену приходит «орионов спектр», названный так потому, что его линии поглощения свойственны нормальным звездам класса В, которые ранее назывались «орионовыми». При этом появляется и достигает очень большого развития широкая эмиссионная полоса NIII  $\lambda$  4640. От главного спектра остаются только водородные линии, но у медленных новых хорошо заметны еще запрещенные эмиссионные линии.

В это время (ослабление 3,5<sup>м</sup> от максимума) блеск новой вступает в так называемую переходную стадию: либо начинаются довольно правильные небольшие колебания блеска на фоне продолжающегося ослабления новой, либо резкое падение на 5<sup>м</sup> и более, после чего блеск в течение нескольких недель восстанавливается до такого значения, которое имела бы звезда, если бы ее систематическое ослабление не прерывалось резким ослаблением. Параллельно в спектре исчезают линии поглощения (линии главного спектра исчезают последними), остаются только широкие эмиссионные полосы, что делает спектр новой сходным со спектром газовых туманностей (см. § 28), с той лишь разницей, что у последних наблюдаются эмиссии в виде тонких линий. Эта фаза развития новой называется небулярной (лат. nebula — туманность). У некоторых новых звезд наблюдались корональные линии [FeX]  $\lambda$  6374 и даже [FeXIV]  $\lambda$  5303. Обычно небулярная фаза продолжается очень долго — почти до достижения новой ее первоначального, предвспышечного блеска. На этом последнем этапе спектр новой теряет полосы, свойственные спектру туманностей, и становится подобен спектру звезд Вольфа — Райе (см. рис. 121) с линиями HeII  $\lambda$  4686, азота и углерода в высоких стадиях ионизации. Наконец, и эти характеристики сильно ослабляются или исчезают, звезда остается с непрерывным спектром, в котором спектральные линии, как эмиссионные, так и абсорбционные, могут совсем отсутствовать. Ультрафиолетовый участок спектра новой звезды имеет повышенную интенсивность, что говорит о ее высокой температуре. Иногда спектры новых звезд обозначают буквой Q с десятичным подразделением, указывающим стадию вспышки.

## ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ ВО ВРЕМЯ ВСПЫШКИ НОВОЙ ЗВЕЗДЫ

Если стремиться предельно коротко объяснить все описанные изменения блеска и спектра новых, то очень подходит фраза: «звезда раздувается и лопається» \*). Действительно, вначале звезда увеличивается в размерах быстро, но не теряя своей целостности, т. е. происходит раздувание достаточно толстой оболочки, с оптической толщиной мно-

\*) Фраза телеграммы Гартмана в Центральное Бюро астрономических сообщений по поводу вспышки RR Pic (1925).

го большей единицы. Когда размеры звезды увеличатся настолько, что ее диаметр в несколько сотен раз будет превышать солнечный, оболочка истончается и разбивается на многочисленные оптически тонкие газовые облака.

Движение этих облаков прочь от звезды происходит во все стороны, но с разными скоростями, и нередко особенно мощные выбросы имеют одностороннюю направленность. У некоторых медленных новых, уже спустя несколько месяцев после максимума, наблюдалось раздвоение звезды. Это не было явлением двойной звезды, но именно сгустками светящихся газов, выброшенными из звезды и проявившими себя как визуальные компоненты ее. Их существование длится недолго — месяцы или немногие годы, они постепенно ослабевают по мере удаления от выбросившей их звезды. Угловая скорость их удаления, будучи сопоставлена с линейной скоростью выброса, установленной из спектральных наблюдений, позволяет определить расстояние до новой (см. задачу 5). Вместе с тем при очень хороших условиях наблюдений новая звезда на достаточно поздних стадиях развития нередко выглядит как маленькая туманность обычно вытянутой формы (размером в несколько угловых секунд), в которой наблюдаются яркие конденсации, принимаемые за компоненты описанного рода. В дальнейшем рост этой туманности продолжается, иногда его можно проследить на протяжении многих десятилетий. Так, сгустки туманности вокруг N Per 1901 г. были сфотографированы на расстояниях от  $36''$  до  $57''$  от бывшей новой. Иную природу имеют более обширные туманности, возникающие вокруг новых и растущие столь быстро, что приходится допускать скорость в  $100\,000$  км/с даже при заниженных оценках расстояния до новой. Правильным будет считать, что это не скорость расширения туманности, а скорость распространения света (точнее ее проекция на картинную плоскость), освещающего пылевые массы, расположенные вокруг новой \*). Совершенно естественно, что свечение такой туманности воспроизводит на все более далеких расстояниях от вспыхнувшей звезды всю историю ее вспышки и постепенно ослабевает вплоть до исчезновения.

Легко понять, что отделившаяся и постепенно истончающаяся оболочка новой подвергается различному облучению со стороны последовательно обнажающихся горячих подфотосферных слоев звезды. Развитие у одной и той же новой спектров разных родов и с признаками разной скорости движения указывает на существование нескольких выбросов или нескольких оболочек. Внутренняя оболочка, выброшенная с большей скоростью, догоняет внешнюю и увлекает ее. Мощный поток излучения изнутри также подгоняет атомы. При этом разные элементы получают различные приращения скорости, в зависимо-

---

\*) Пока известен лишь один пример подобного рода — пылевая туманность вокруг GK Per = Новой Персея 1901 г., которая уже спустя шесть месяцев после максимума имела поперечник  $6'$  и расширялась со скоростью  $11'$  в год (по радиусу). Следы ее существуют и поныне.

сти от величины импульса, который несет с собой поглощаемый квант света ( $h\nu/c$ ), и массы атома. Быстрые атомы догоняют оболочку и в свою очередь возбуждают столкновениями ее атомы. Несимметричные выбросы указывают на наличие магнитных полей.

Хотя измерения спектрофотометрической температуры новой очень затруднены наложением многочисленных эмиссионных полос на непрерывный спектр, все же с полной достоверностью отмечается падение температуры при продвижении новой к максимуму блеска (наименьшая температура — около 6—7 тыс. кельвинов) и нарастание ее в последующих стадиях. По измерениям интенсивности полос излучения электронная концентрация в оболочках новых достигает  $10^9 \text{ см}^{-3}$  в начальных фазах вспышки и  $10^6 \text{ см}^{-3}$  — в конечных. При этом налицо сильное возбуждение, наиболее яркое выражение которого дает появление (в небулярной стадии) нормальных линий, в первую очередь [Fe X]. Запретный характер этих линий соответствует низкой плотности газа и излучения. Высокая ионизация указывает на высокую температуру, однако, не столь высокую как в короне. Температура новой (ее обнажившейся фотосферы) в эту пору порядка 100 000 К.

Оценивая плотность выбрасываемых оболочек и их объем, можно прийти к оценке массы вещества, выбрасываемого новой во время вспышки. В разных случаях для этой величины получались значения  $10^{27}$ — $10^{29}$  г, т. е.  $10^{-6}$ — $10^{-4} M_{\odot}$  — величины, незначительной по сравнению с массой средней звезды. Это обстоятельство, а также то, что после вспышки новая приходит в состояние, сходное с состоянием до вспышки, указывает на то, что вспышка новой не говорит о какой-либо существенной перестройке звезды. Пожалуй, более наглядно вспышку характеризует количество энергии, расходуемой звездой во время вспышки. Расход этот идет на отрыв оболочки от звезды и на ее разгон до большой скорости, на расширение оболочки и лучеиспускание. Последнее обычно составляет львиную долю всех энергетических затрат в процессе вспышки новой и достигает  $10^{45}$ — $10^{46}$  эрг, что в  $10^4$ — $10^5$  раз превышает лучеиспускание Солнца в течение года. При температуре  $10^4$  К тепловая энергия газа составляет  $10^{15}$  эрг/г, так что у звезды с массой Солнца полная тепловая энергия достигает  $10^{48}$  эрг, не так уж сильно превышающей энергию сильной вспышки новой или многих вспышек при их повторяемости.

Энергетический расчет показывает, что не следует искать причину вспышки в тривиальных тепловых процессах. Нельзя их усматривать и в ядерных процессах, протекающих в глубоких недрах звезд, так как это выразилось бы в более крупных преобразованиях звезды, как, например, при вспышках сверхновых (см. дальше).

Как мы увидим сейчас, все новые звезды входят в состав двойных систем, что открывает новые пути для моделирования их вспышек через обмен вещества в системе. Полагаем, что сама новая является белым карликом, а спутник ее — нормальная звезда главной последовательности. Последняя, проэволюционировав достаточно далеко, заполняет

свою полость Роша и начинает обильно выбрасывать вещество в сторону белого карлика, который захватывает вещество, но не сразу, а через промежуточную стадию — образования вокруг себя плотного аккреционного диска, богатого водородом. Из внутренних частей диска вещество оседает на поверхность белого карлика во все большем количестве, уплотняется, разогревается до такой степени, что становятся возможными ядерные реакции либо протон-протон, либо даже углеродно-азотного цикла, который развивается быстрее, соответственно чему возникает очень эффективный и быстрый взрыв с выбросом вещества.

Другой вариант относит источник вспышки к внешним частям диска, к тому его месту, где газовая струя ударяет в него, образуя горячее пятно. Внутренние части диска, оседая, поддерживают свечение белого карлика, отдавая за счет кинетической энергии около  $10^{-11} M_{\odot}$  в год. Именно столько отдает звезда-спутник диску. Но либо этот темп при невыясненных обстоятельствах усиливается до  $10^{-5}—10^{-4} M_{\odot}$  в год, либо возникает резкая неустойчивость внешних частей диска, который разрушается вокруг белого карлика. Продолжительность выброса от 0,01 до 0,1 года определяет потерю массы около  $10^{-6} M_{\odot}$ . В этом варианте не белый карлик, а диск вокруг него открывает явление новой.

На диаграмме  $\Gamma - P$  новые располагаются между горячими звездами главной последовательности и белыми карликами пониженной светимости [см. главу II; впрочем, повторная новая WZ Стрелы (WZ Sge) имеет спектр белого карлика]. Учитывая, что кроме массы, теряемой во время вспышки, новая теряет ее, пребывая в стадии звезды Вольфа — Райе за время между вспышками, она действительно должна эволюционировать с потерей массы, т. е. с прогрессивным падением светимости вниз по диаграмме  $\Gamma - P$  от горячих нормальных звезд к белым карликам. Но это совершенно особая группа звезд на диаграмме. Кроме того, пространственное расположение новых (они составляют группу звезд, промежуточную между населением I и II типа) указывает на особое место новых в мире звезд.

## ДВОЙСТВЕННОСТЬ НОВЫХ ЗВЕЗД

Эта особенность проявляет себя в сделанном Уокером в 1954 г. открытии двойственности N Her 1934 г., а затем еще пяти новых звезд — T Aur, V 603 Aql, GK Per, WZ Sge, T CrB. Две последние звезды принадлежат к повторным новым, а две первые — медленным новым. Все эти открытия сделаны, когда новые находились близ минимума блеска.

Лучше других исследована N Her 1934 г. Затмения в этой системе глубоки (до  $2^m$ ) и повторяются с периодом, который до последнего времени был наиболее коротким среди затменных переменных, а именно  $4^h39^m$ , но у WZ Sge период оказался намного короче —  $81^m38^s$ .



Близко к N Her 1934 г. подходит T Aur, у которой период повторения затмений составляет  $4^h54^m$ . У V 603 Aql орбитальный период равен  $3^h20^m$ . Простые рассуждения приводят к заключению, что массы бывших новых в этих тесных системах малы и составляют малую долю массы Солнца.

Газовый диск вокруг бывшей новой обладает высокой температурой (около 40 000 K) и светится значительно ярче, чем сама новая, оценка ее абсолютной звездной величины  $+7^m$  включает в себя и излучение диска. Если исключить последнее, то абсолютная звездная величина самой бывшей новой будет  $+9^m$ , что относит ее с полной достоверностью к белым карликам, так же как WZ Sge и Новую Возничего 1891 г. = T Aur с периодом, близким к периоду DQ Her.

Известны еще две звезды со столь же короткими периодами и всякого рода неправильностями кривой блеска, как у бывших новых: это UX Б. Медведицы (UX UMa),  $P=4^h43^m$  и RW Треугольника (RW Tri), с  $P=5^h34^m$ . Спектры этих звезд напоминают современный спектр DQ Her, хотя в них эмиссионные полосы выражены слабее. Можно думать, что эти звезды — тоже бывшие новые. Повторная Новая Т. Сев. Короны (T CrV) — также двойная, только период ее ( $227,6^d$ ) значительно больше; однако вспыхивавшая компонента, как и в других случаях новых звезд, принадлежит к горячим карликам весьма низкой светимости (слабее  $4^m$ ), но значительной массы ( $2,6M_{\odot}$ ). Повторная новая WZ Стрелы (WZ Sge) с орбитальным периодом  $P=0,0567^d$  имеет самый короткий период среди спектрально-двойных звезд.

Имея в виду, что далеко не каждая двойная звезда выдает себя как двойная при наших наблюдательных средствах (фотометрических и спектроскопических), не будет слишком смелым высказать предположение, что явление новой всегда связано с двойственностью звезды, но какова эта связь, мы пока не знаем. Следует только отвергнуть предположение, что вспышка новой сопровождается образованием двойной звезды. DQ Her была двойной уже за четыре года до своей вспышки в 1934 г.; старые фотографии позволили установить у нее затмения еще в 1930 г.

Малые массы новых звезд позволяют внести физический смысл в разделение новых на две группы (см. выше). Для нормального химического состава звезд при  $X=0,73$  коэффициент непрозрачности полностью ионизованного вещества  $\kappa=0,19(1+X)$ , что позволяет установить из формулы (16.3) для эддингтоновского предела предельную светимость:

$$M_{b, E} = -6,75^m - 2,5 \lg (M/M_{\odot}). \quad (24.3)$$

Но мы видели выше, что в максимуме блеска у новых звезд группы I  $M_v = -9,4$ , а у новых звезд группы II  $M_v = -6,35^m$ , причем для группы II  $(B - V)_0 = +0,35^m$ , а болометрическая поправка  $BC = -0,25^m$ , так что для этой группы  $M_b = -6,6^m \pm 0,5^m$ . С применением формулы (24.3) это дает массу новой звезды (если видеть в ней критическое состояние)  $M = 0,87 (\pm 0,33) M_{\odot}$ , тогда как для DQ Her было най-

дено по двойственности  $\mathcal{M}=0,25$  (группа II), а для V 603 Aql  $\mathcal{M}=0,87$  (группа I). Но тогда мы можем утверждать, что звезды группы I проходят вспышку явно в режиме сверхэддингтоновского предела, тогда как у звезд группы II режим вспышки ниже него, более спокойный.

Двойственность новых звезд открывает новые возможности для объяснения направленных выбросов газовых масс из «лопнувшей» звезды. Действительно, плоскость орбиты двойной звезды устанавливает некое преимущественное направление в пространстве и, в частности, также направление оси вращения будущей новой. Конечно, упомянутые выше движения газовых сгустков дают мало для понимания геометрии взрыва. Но в совокупности со спектральными наблюдениями они достаточно информативны. Советские и канадские спектроскописты (Мустель, Боярчук, Хатчингс и др.) обратили внимание на то, что фотометрический профиль эмиссионной полосы новой отнюдь не является столообразным, как это думали еще в недавнем прошлом, а содержит отдельные, симметрично расположенные возвышения и спады (рис. 128, а и б), которые можно объяснить симметричными относительно орбитальной плоскости выбросами (рис. 128, в) газовых масс. В этих газовых сгустках имеется дисперсия скоростей и полярные сгустки движутся с меньшей скоростью  $V_p$ , чем близкие к плоскости орбиты  $V_k$ . Эти последние следует понимать как кольца, плоскости которых параллельны

орбитальной плоскости на широтах  $\pm\alpha$ . Если фотографировать спектр новой при различных позиционных углах щели, то мыслимо даже определить положение плоскости орбиты в картинной плоскости, но эта задача трудна. А наклон луча зрения к плоскости орбиты определяется уверенно. Вполне возможно, что направленность выбросов определяется не только силами инерции, но и магнитными полями в двойной системе.

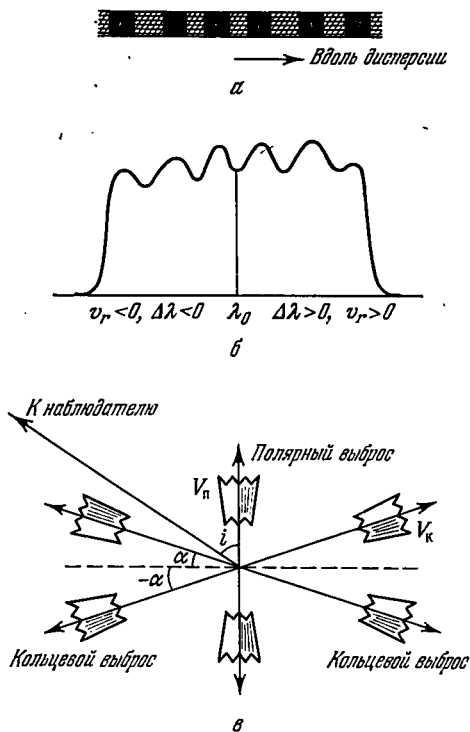


Рис. 128. Структура эмиссионной полосы в спектре новой (а) в начале небулярной фазы, ее фотометрический профиль (б), ее геометрическое и кинематическое объяснение с помощью модели упорядоченного выброса газовых масс (в). Показан в плоскости, перпендикулярной к орбитальной плоскости, один из многих возможных вариантов расположения и движений масс при  $V_p < V_k$ . Поляризационные наблюдения позволяют отличить полярный выброс от экваториального

## СВЕРХНОВЫЕ ЗВЕЗДЫ

Вспышка *сверхновой звезды* (обозначается SN) — явление несравненно более крупного масштаба, чем вспышка новой. Когда в одной из звездных систем мы наблюдаем появление сверхновой, блеск этой одной звезды оказывается подчас того же порядка, что интегральный блеск всей звездной системы. Так, вспыхнувшая в 1885 г. близ центра туманности Андромеды звезда достигла блеска  $6^m$ , тогда как интегральный блеск туманности равен  $4,4^m$ , т. е. световой поток от сверхновой всего в четыре раза с небольшим уступает потоку от туманности. В двух случаях блеск сверхновой оказывался больше блеска галактики, в которой сверхновая появлялась. Абсолютные звездные величины сверхновых в максимуме близки к  $-15^m$ , что на  $7^m$ , т. е. в 600 раз ярче, чем абсолютная звездная величина обычной новой в максимальном блеске. Отдельные сверхновые достигают в максимуме  $M_v = -20^m$ , что в десять миллиардов раз превышает светимость Солнца.

В нашей Галактике за последнее тысячелетие достоверно наблюдались три сверхновые звезды: в 1054 г. (в Тельце), в 1572 г. (в Кассиопее), в 1604 г. (в Змееносце). По-видимому, прошла незамеченной также вспышка сверхновой в Кассиопее около 1670 г., от которой сейчас осталась система разлетающихся газовых волокон и мощное радиоизлучение (Cas A). В некоторых галактиках на протяжении 40 лет вспыхивало три и даже четыре сверхновые (в туманностях NGC 5236 и 6946). В среднем, в каждой галактике вспыхивает одна сверхновая за 200 лет, а у названных двух галактик этот интервал снижается до 8 лет! Международное сотрудничество за четыре года (1957—1961) привело к открытию сорока двух сверхновых. Общее число наблюдавшихся сверхновых превышает в настоящее время 500.

По особенностям изменения блеска сверхновые распадаются на два типа — I и II (рис. 129); возможно, что существует еще III тип, объединяющий сверхновые с наименьшей светимостью.

Сверхновые I типа отличаются быстротечным максимумом (около недели), после чего в течение 20—30 дней блеск падает со скоростью  $0,1^m$  за одни сутки. Затем падение замедляется и далее, вплоть до наступления невидимости звезды, протекает с постоянной скоростью  $0,014^m$  за сутки. Светимость звезды убывает при этом экспоненциально, вдвое за каждые 55 суток. Например, Сверхновая 1054 г. в Тельце достигла такого блеска ( $-5^m$ ), что была видна днем в течение почти месяца, а ее видимость невооруженным глазом продолжалась два года. В максимуме блеска абсолютная звездная величина сверхновых I типа достигает в среднем  $M_{pg} = -19^m$ , а амплитуда от максимума до минимального блеска после вспышки  $A = 20^m$ .

Сверхновые II типа имеют меньшую светимость: в максимуме  $M_{pg} = -17^m$ , амплитуда неизвестна. Вблизи максимума блеск несколько задерживается, но спустя 100 дней после максимума падает гораздо быстрее, чем у сверхновых I типа, а именно на  $1^m$  за 20 дней.

Сверхновые звезды вспыхивают обычно на периферии галактик.

Сверхновые I типа встречаются в галактиках любой формы, а II типа — только в спиральных. Те и другие в спиральных галактиках бывают чаще всего вблизи экваториальной плоскости, предпочтительно в ветвях спиралей, и, вероятно, избегают центр галактики. Скорее всего они принадлежат к плоской составляющей (I типу населения).

Спектры сверхновых I типа ничем не похожи на спектры новых звезд. Их удалось расшифровать лишь после того, как отказались от идеи весьма широких эмиссионных полос, а темные промежутки

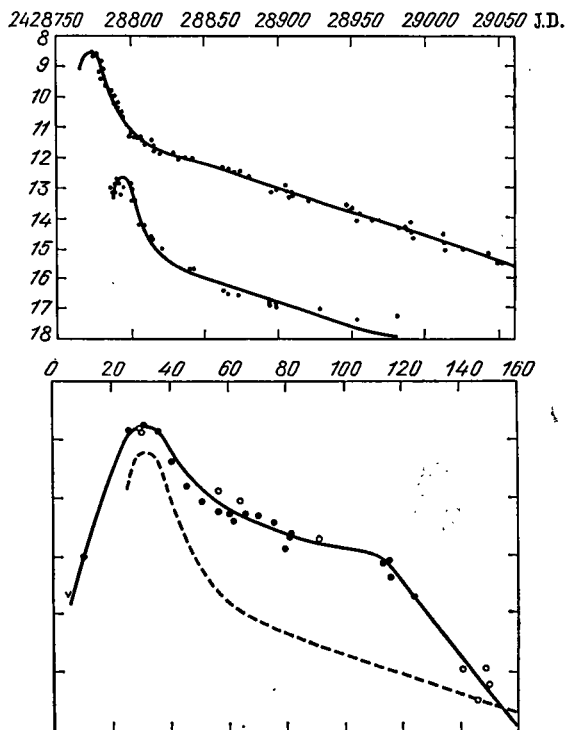


Рис. 129. Кривые фотографического блеска сверхновых звезд I и II типа. Вверху — изменение блеска двух сверхновых I типа, вспыхнувших в 1937 г. почти одновременно в туманностях IC 4182 и NGC 1003. На оси абсцисс отложены юлианские дни. Внизу — синтетическая кривая блеска трех сверхновых II типа, полученная соответствующим сдвигом индивидуальных кривых блеска вдоль оси звездных величин (ординаты, оставленной неразмеченной). Прерывистая кривая изображает изменение блеска сверхновой I типа. На оси абсцисс отложены дни от произвольного начала

были восприняты как весьма широкие абсорбционные полосы, сильно смещенные в фиолетовую сторону на величину  $\Delta\lambda$ , соответствующую скоростям приближения от 5000 до 20 000 км/с. Такими оказываются скорости расширения оболочек сверхновых! Понятно, что до максимума и первое время после максимума спектр сверхновой сходен со спектром сверхгиганта, цветовая температура которого около 10 000 К

или выше (ультрафиолетовый избыток около  $-0,25^m$ ); вскоре после максимума температура излучения падает до 5—6 тыс. кельвинов. Но спектр остается богатым линиями ионизованных металлов, прежде всего CaII (как ультрафиолетовый дублет, так и инфракрасный триплет), хорошо представлены линии гелия (HeI) и очень выделяются многочисленные линии азота (NI), а линии водорода идентифицируются с большой неуверенностью. Конечно, в отдельных фазах вспышки в спектре встречаются и эмиссионные линии, однако недолговечные. Очень большая ширина абсорбционных линий объясняется большой дисперсией скоростей в выброшенных газовых оболочках.

Спектры сверхновых II типа сходны со спектрами обыкновенных новых звезд: широкие эмиссионные линии, окаймленные с фиолетовой стороны линиями поглощения, которые имеют ту же ширину, что и эмиссии. Характерно наличие весьма заметных бальмеровских линий водорода, светлых и темных. Большая ширина абсорбционных линий, образующихся в движущейся оболочке, в той ее части, которая лежит между звездой и наблюдателем, свидетельствует как о дисперсии скоростей в оболочке, так и об ее огромных размерах. Температурные изменения у сверхновых II типа сходны с тем, что происходит у I типа, и скорости расширения доходят до 15 000 км/с.

Между типами сверхновых и их расположением в Галактике или частотой встречаемости в галактиках разных типов существует корреляция, хотя и не очень строгая. Сверхновые I типа встречаются предпочтительнее среди звездного населения сферической составляющей и, в частности, в эллиптических галактиках, а сверхновые II типа, наоборот — среди населения диска, в спиральных и редко — неправильных туманностях. Впрочем, все сверхновые, наблюдавшиеся в Большом Магеллановом Облаке, были I типа. Конечный продукт сверхновых в других галактиках, как правило, неизвестен. При амплитуде около  $20^m$  сверхновые, наблюдаемые в других галактиках, в минимуме блеска должны быть объектами  $25-30^m$ , т. е. совершенно недоступными наблюдению.

Все эти обстоятельства могут помочь при выяснении, какими могут быть звезды — предвестники \*) сверхновых. Встречаемость сверхновых I типа в эллиптических галактиках с их старым населением позволяет считать и предсверхновые старыми звездами малой массы, израсходовавшими весь водород. Наоборот, у сверхновых II типа, которые появляются главным образом в богатых газом спиральных ветвях, предшественикам требуется для пересечения ветви около  $10^5$  лет, так что их возраст около сотни миллионов лет. За это время звезда должна, начав с главной последовательности, покинуть ее при исчерпании водородного горючего в своих недрах. Звезда маломассивная не успеет пройти этот этап, и, следовательно, предвестник сверхновой

---

\*) Речь идет о звездах, в которых происходит явление сверхновой, т. е. о предшествениках. Но слово «предвестник» правильно отражает тот факт, что сверхновая есть не столько объект, сколько явление.

II типа должен обладать массой не меньше  $10M_{\odot}$  и быть молодой ОВ-звездой вплоть до взрыва.

Правда, указанное выше появление сверхновых I типа в Большом Магеллановом облаке несколько нарушает достоверность описанной картины.

Естественно допустить, что предвестник сверхновой I типа есть белый карлик с массой около  $1M_{\odot}$ , лишенный водорода. Но он стал таким потому, что входил в состав двойной системы, в которой более массивный красный гигант отдает свое вещество бурным потоком так, что от него остается, в конце концов, вырожденное ядро — белый карлик углеродно-кислородного состава, а бывший спутник сам становится гигантом и начинает обратно отсылать вещество белому карлику, образуя там H—He-оболочку. Масса его растет и тогда, когда приближается к пределу (18.9), а центральная температура его возрастает до  $4 \cdot 10^9$  К, при которой «возгорается» углерод.

У обычной звезды с ростом температуры возрастает давление, которое поддерживает вышележащие слои. Но у вырожденного газа давление зависит только от плотности, оно не будет возрастать с температурой, и вышележащие слои будут падать к центру, а не расширяться, чтобы компенсировать рост температуры. Будет происходить спадание (коллапс) ядра и прилежащих к нему слоев. Спадание идет резко ускоренно, пока возросшая температура не снимет вырождения, и тогда начнется расширение звезды «в тщетных потугах» стабилизироваться, в то время как волна сгорания углерода пронесется через нее. Этот процесс длится секунду-две, за это время вещество с массой около одной массы Солнца превращается в  $^{56}\text{Ni}$ , распад которого (с выделением  $\gamma$ -квантов и позитронов) поддерживает высокую температуру у оболочки, бурно расширяющейся до размеров в десятки а. е. Образуется  $^{56}\text{Co}$  (с временем полураспада  $77^d$ ), от распада которого возникает  $^{56}\text{Fe}$  в количестве около  $1M_{\odot}$ . Белый карлик разрушается до конца. Но не видно причин для образования нейтронной звезды. А между тем в остатках вспышки сверхновой мы не находим заметного количества железа, а находим нейтронные звезды (см. дальше). В этих фактах — главная трудность изложенной модели вспышки сверхновой I типа.

Но объяснения механизма вспышки сверхновой II типа встречаются с еще большими затруднениями. По-видимому, ее предшественник не входит в состав двойной системы. При большой массе (более  $10M_{\odot}$ ) он эволюционирует самостоятельно и быстро, переживая одну за другой фазы сгорания H, He, C, O до Na и Si и далее до Fe—Ni-ядра. Каждая новая фаза включается при исчерпании предыдущей, когда, потеряв способность противодействовать гравитации, ядро коллапсирует, температура повышается и следующий этап вступает в действие. Если дело дойдет до фазы Fe—Ni, источник энергии пропадет, так как железное ядро разрушается под воздействием высокоэнергичных фотонов на множество  $\alpha$ -частиц, и этот процесс эндотермичен. Он помогает коллапсу. И уже нет больше энергии, способной остановить

коллапсирующую оболочку. А у ядра есть возможность перейти в состояние черной дыры (см. с. 289) через стадию нейтронной звезды посредством реакции  $p + e^- \rightarrow n + \nu$ .

Дальнейшее развитие явлений становится очень неясным. Предложено много вариантов, но в них не содержится объяснения того, как при коллапсе ядра оболочка выбрасывается наружу.

Что же до описательной стороны дела, то при массе оболочки в  $1,5M_{\odot}$  и скорости выбрасывания около 2000 км/с, затраченная на это энергия достигает  $2 \cdot 10^{50}$  эрг, а излучение в течение вспышки (в основном за 70 суток) уносит с собой  $10^{50}$  эрг.

Мы еще раз вернемся к рассмотрению процесса вспышки сверхновой, но уже с помощью изучения остатков вспышек (см. § 28).

### ОСТАТКИ ВСПЫШЕК СВЕРХНОВЫХ ЗВЕЗД. КРАБОВИДНАЯ ТУМАННОСТЬ. ПУЛЬСАРЫ

Ценным и интересным оказывается обнаружение десятка совершенно достоверных остатков вспышек сверхновых звезд в нашей Галактике, в особенности SN 1054 г. в Тельце, а также SN 1572 г. в Кассиопее и SN 1604 г. в Змееносце. Первые две являются в наше время источниками мощного радиоизлучения, а первая и последняя имеют вид газовых туманностей, причем у SN 1054 г. туманность весьма яркая, хотя и небольших размеров; она известна под названием Крабовидной туманности. Как источник радиоизлучения в метровом диапазоне волн, эта туманность принадлежит к числу самых ярких и известна под названием Телец А (Tau A).

В центре Крабовидной туманности находится двойная звезда, обе компоненты которой весьма слабы, слабее  $16^m$  (виз.). Одна из них — позднего спектрального класса; другая (юго-западная компонента), наоборот, очень горячая, с большим избытком ультрафиолетового излучения. Это и есть бывшая сверхновая, достигавшая в 1054 г. блеска  $-5^m$ . Отсюда и делается заключение об амплитуде сверхновых: около  $20^m$ . Связь этой звездочки с окружающей ее Крабовидной туманностью вытекает не из центрального положения звезды в туманности, а из замеченного за последние 60 лет расширения туманности радиально относительно этой звезды.

Расширение было обнаружено путем сопоставления старых и новых фотографий туманности; оно оказалось равным  $0,21''$  в год. Спектральные наблюдения центральных частей Крабовидной туманности показывают расщепление спектральных линий, соответствующее удалению задних участков и приближению передних со скоростью около 1000 км/с. В сопоставлении с величиной углового расширения туманности эта скорость указывает на расстояние до нее около 1000 пк, а тогда видимой звездной величины в максимуме  $m_v = -5^m$  соответствует абсолютная звездная величина  $M_v = -15^m$ , что с учетом поглощения света в межзвездном пространстве между звездой и наблюдателем (оно достигает  $1^m$ ) дает  $M_v = -16^m$ .

По значению скорости расширения  $0,21''$  в год можно определить, что Крабовидная туманность имела нулевые размеры около 1150 г. н. э., что достаточно близко к дате 1054 г., когда арабские, китайские и японские ученые наблюдали вблизи звезды  $\zeta$  Тельца «звезду-гостью» даже в дневное время. Несовпадение дат 1150 и 1054 гг. вполне объясняется неточностью определения скорости расширения туманности или возможного ускорения расширения с течением времени.

Анализ причин свечения Крабовидной туманности мы отнесем к главе VI, когда познакомимся с физическими процессами в газовых туманностях вообще. Сейчас для нас важно лишь отметить очень большую длительность существования и огромные размеры светящихся газовых масс, выброшенных из Сверхновой 1054 г. по сравнению с эфемерностью газовых масс, выбрасываемых новыми звездами (рис. 130). Масса Крабовидной туманности, может быть, достигает  $19M_{\odot}$ . В то же время звезда — бывшая сверхновая, имеющая блеск  $m_v = +16^m$ , абсолютную звездную величину  $M_v \approx +5,5^m$  и спектр, подобный классу B0, но без заметных спектральных линий, приближается к белым карликам, как обыкновенные новые в минимуме. Была ли звезда такою же до вспышки?

На самом деле остатки сверхновых говорят о более глубокой перестройке звезды. В настоящее время юго-западная компонента двойной звезды в центре Крабовидной туманности известна как короткопериодический пульсар NP 0532 (рис. 131). Она излучает как в радио-, так и в оптическом диапазоне, а также в рентгеновской области спектра. Интенсивность излучения меняется с периодом 0,033 с, что ставит ее в разряд нейтронных звезд, а не белых карликов (см. с. 221).

В § 18 было показано, что период 33 миллисекунды скорее всего есть период вращения нейтронной звезды. Там же было сказано, что свечение самого пульсара и всей Крабовидной туманности поддерживается энергией вращения пульсара. Об этом говорит систематическое замедление вращения NP 0532, так же как и многих других пульсаров. В следующей табличке даны гелиоцентрические \*) значения периода  $P$  у NP 0532 в даты, следовавшие за открытием пульсара:

1968	Окт.	20	33,09014	мс
	Нояб.	22	33,09114	»
1969	Янв.	19,3	33,093492	»
	Февр.	12,2	33,0943630	»
		20,2	33,0946575	»
		23,1	33,0947641	»
	Март	17,1	33,09556393	»

\*) Из наблюдений даже одной ночи период пульсара определяется с очень высокой точностью, что заставляет столь же точно учитывать эффект Доплера, проистекающий из участия наблюдателя во вращательном и орбитальном движении Земли. После исправления за этот эффект получается значение  $P$ , отнесенное к Солнцу. Можно пойти дальше и отнести это значение к барицентру Солнечной системы. В этом возникает необходимость при многолетних или предельно точных наблюдениях.



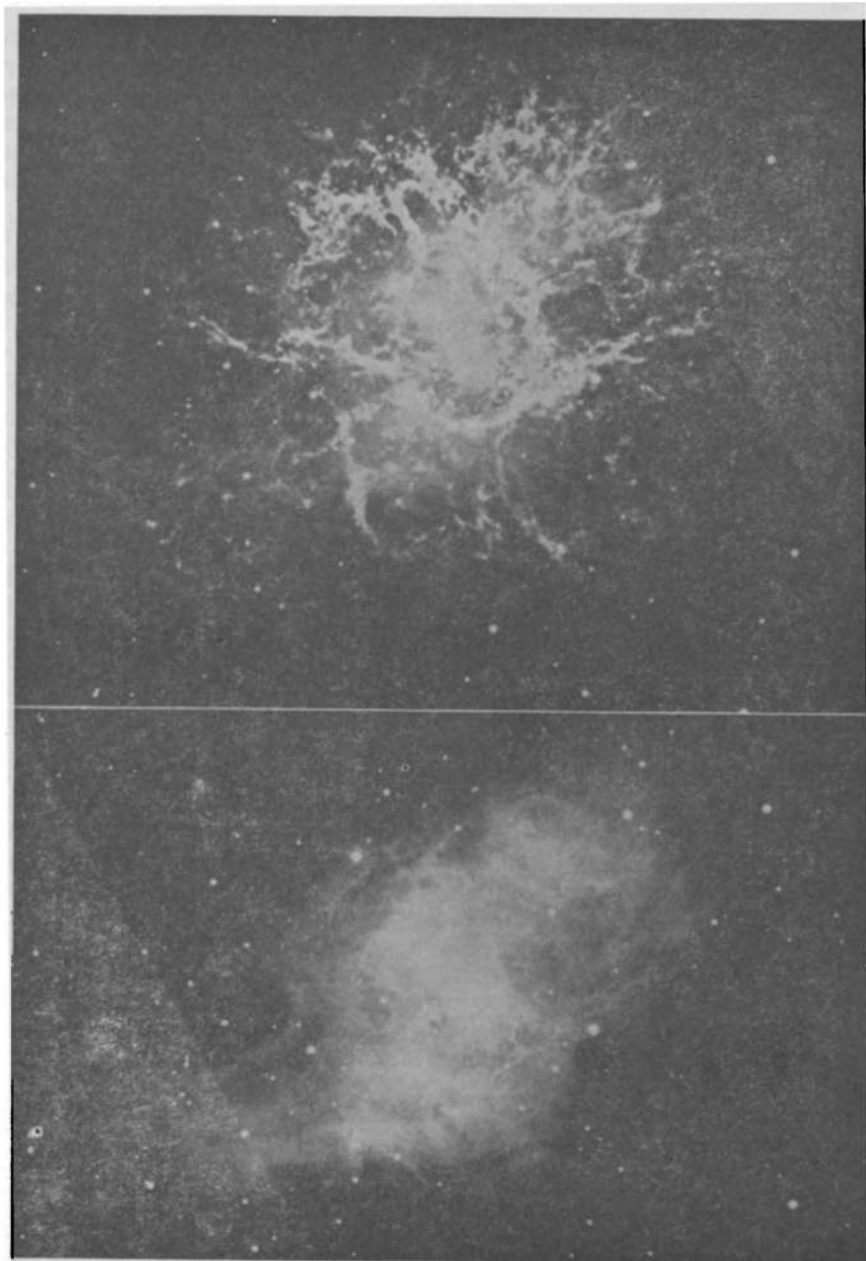


Рис. 130. Крабовидная туманность NGC 1952 — остаток вспышки сверхновой звезды в 1054 г. Внизу дана фотография аморфной составляющей туманности, излучающей непрерывный спектр, а вверху — газовой составляющей, имеющей сетчато-волоконистую структуру (она получена через светофильтр, пропускающий излучение азота (NII) и водорода вблизи  $H_{\alpha}$ ); ее приближенные размеры  $3' \times 2'$

Отсюда вытекает замедление  $\dot{P}=dP/dt=36,52$  нс \*) в сутки, или  $4,23 \cdot 10^{-13}$ , и  $\dot{P}/P=12,8 \cdot 10^{-12} \text{ с}^{-1}$ , что соответствует увеличению периода в  $e$  раз приблизительно за время  $\tau_e=2500$  лет ( $\tau_e$  называется характерным временем). Это самое быстрое возрастание периода, наблюдаемое у пульсаров. У пульсара PSR 0833—45 в созвездии Парусов (Vela) замедление составляет 10,6 нс в сутки. При периоде 89 мс

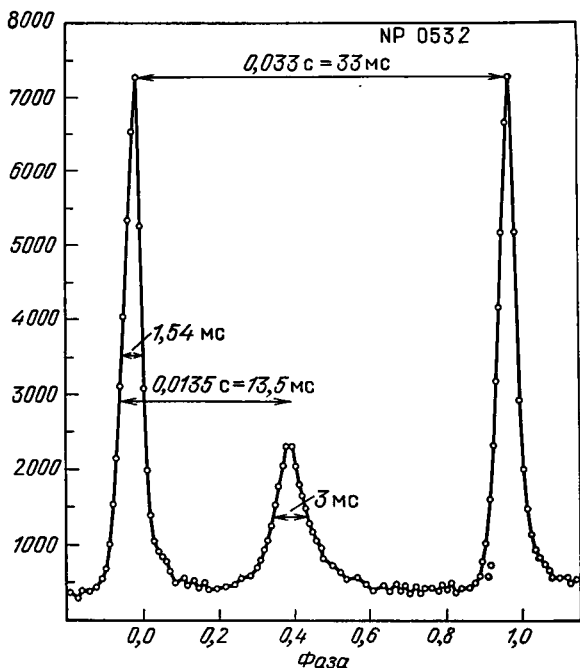


Рис. 131. Изменение блеска пульсара Крабовидной туманности NP 0532 в оптическом диапазоне на протяжении одного периода

это дает характерное время  $\tau_e=23$  тыс. лет; у других пульсаров увеличение периода идет медленнее, составляя  $4-5 \cdot 10^{-15}$ , а у пульсара CP 0950, с  $P=0,253$  с,  $\dot{P}/P=1,2 \cdot 10^{-15} \text{ с}^{-1}$ , так что  $\tau_e=26$  млн лет. Нетрудно убедиться (при разумных предположениях о массе и радиусе пульсаров), что наблюдаемое у пульсара NP 0532 замедление вращения должно сопровождаться убылью кинетической энергии порядка  $10^{38}$  эрг/с, что соответствует полному излучению Крабовидной туманности в наше время.

Сопоставляя очень короткий период вращения и быстрое его замедление у пульсара NP 0532 с датой его образования (1054 г.), можно высказать предположение, что быстрое вращение пульсара есть признак его молодости. Не следует придавать значения тому, что ха-

\*) 1 нс (наносекунда) =  $10^{-9}$  с.

ракторное время  $\tau_e$  для NP 0532 значительно больше 900 лет, отделяющих нас от 1054 г.: во-первых, мы не знаем первоначального периода вращения пульсара, а во-вторых, нельзя быть уверенным в том, что торможение вращения само не замедляется со временем.

В этой связи полезно заметить, что другой быстро замедляющийся короткопериодический пульсар PSR 0833—45 в Парусах пытались отождествить с остатком Сверхновой 1006 г., зарегистрированной в арабских и китайских хрониках. В окрестностях этого пульсара лишь в самое последнее время удалось отыскать оптическую звезду 24-й звездной величины, которая меняет блеск с частотой пульсара. Звезда сильно ослаблена очень большим межзвездным поглощением света, действующим в этом направлении.

Наряду с систематическим уменьшением частоты импульсов от пульсара, которое укладывается в квадратичную формулу  $P^{-1} = v_0 + \dot{v}(t - t_0) + \frac{1}{2}\ddot{v}(t - t_0)^2$ , у отдельных пульсаров наблюдаются резкие скачки с увеличением частоты, которые затем «преодолеваются» замедлением пульсаций, так что возвращается прежняя закономерность изменения периода. Так, у пульсара NP 0532 за 6 лет (1969—1975) наблюдались три скачка, из которых последний, 4 февраля 1975 г., был самым значительным: до 0,1  $P$  за сутки, так что в конце месяца накопилось упреждение моментов импульсов до 40 мс (1,2  $P$ ).

Если замедление вращения пульсара говорит о потере энергии вращения как средства покрытия затрат на излучение пульсара, то ускорение вращения всего проще объясняется разовым уменьшением размеров пульсара с разломом его твердой коры (что можно назвать «звездотрясением»).

Как уже было сказано в § 18, образование нейтронной звезды происходит при гравитационном коллапсе звезды, исчерпавшей термоядерные источники энергии, эффективные при температуре до  $10^8$  К. При более высокой температуре реакции, подобные описанным в § 20 (мелкий шрифт), ведущие к образованию тяжелых элементов, протекают особенно быстро, со взрывом, энергия которого близка к энергии взрыва сверхновых — до  $10^{50}$  эрг у SN I и несколько меньше у SN II. Мы уже рассмотрели эти процессы на с. 283. Существенно то, что при сжатии, когда происходит освобождение гравитационной энергии, в очень горячих недрах звезды происходят такие эндозергические ядерные реакции, которые забирают на себя выделенную энергию, и, таким образом, сжатие идет «в разнос». В стадии, когда в ядре звезды весь гелий превратился в углерод, при очень высоком давлении становится весьма вероятным захват ядром  $^{12}\text{C}$  электрона, число электронов в звезде резко уменьшается и сопротивление давлению тоже падает, коллапс звезды усиливается. У звезд малой массы этот процесс остановится лишь после образования сверхплотного нейтронного ядра. У массивных звезд такой гравитационный коллапс может зайти столь далеко, что звезда перестает быть наблюдаемым объектом.

Последнее следует понимать так. Согласно общей теории относи-

тельности, для тела массы  $\mathcal{M}$  существует такое предельное значение  $R_{\text{lim}}$  радиуса

$$R_{\text{lim}} = \frac{2G\mathcal{M}}{c^2}, \quad (24.4)$$

при котором гравитационное поле на поверхности тела становится столь значительным и, как следствие этого, замедление процессов на нем для внешнего наблюдателя станет столь большим, что колебательные процессы, в том числе электромагнитные колебания, внешний наблюдатель будет воспринимать как бесконечно медленные. Короче говоря, если в результате коллапса радиус звезды станет меньше гравитационного (или шварцшильдовского) радиуса  $R_{\text{lim}}$ , то звезда перестанет быть видимой наблюдателю, находящемуся вне ее. Ее взаимодействие с остальным миром будет ограничиваться тяготением. Такие объекты получили название «черных дыр».

Гравитационный радиус Солнца ( $\mathcal{M}=2 \cdot 10^{33}$  г) равен 2,95 км; белый карлик с массой около  $1,5\mathcal{M}_{\odot}$  при радиусе около  $10^3$  км не очень далек от гравитационного коллапса, поскольку для него

$$K = \frac{R_{\text{lim}}}{R} = \frac{2G\mathcal{M}}{c^2 R} = 10^{-3}.$$

Нейтронная звезда еще ближе к этому состоянию, так как для нее  $K=10^{-1}$ , а значения  $K=1$  достигает звезда с массой  $\sim 3\mathcal{M}_{\odot}$  при коллапсе, когда ее радиус  $R \leq 10$  км. Было бы неосторожным утверждать, что трудности с отождествлением остатков сверхновых звезд связаны с их пребыванием в состоянии гравитационного коллапса. Теория указывает на возможность полного разбрасывания вещества при взрыве сверхновой звезды. Это может произойти, когда массивная звезда сожмется настолько, что температура ядра поднимется до  $3 \cdot 10^8$  кельвинов или выше, и в строй вступят реакции типа (20.2)—(20.5), приводящие к образованию ядер все более тяжелых, до «железной» группы включительно. К тому же приводит распад образовавшегося железного ядра с возникновением ядер гелия (см. с. 238). Реакции эти идут столь стремительно (доли секунды), что звезда испытывает самый настоящий взрыв. Все вещество ее выбрасывается в межзвездное пространство, обогащая его тяжелыми элементами, которые в будущем войдут в состав звезд нового поколения.

Образующиеся при взрыве сверхновой звезды тяжелые элементы, не успевая распасться при кратковременном подъеме температуры, переходят в межзвездную среду, а затем и в состав звезд нового поколения.

Взрыв сверхновой в Тельце породил пульсар и Крабовидную туманность, сравнительно небольшую, компактную. Гораздо более давний взрыв в созвездии Парусов породил пульсар PSR 0833—45 и, возможно, туманность Гама (Gum), простирающуюся на несколько градусов. Еще большие размеры имеет туманность — совокупность нескольких тонковолокнистых туманностей в Лебеде (см. рис. 160).

Таких туманностей на небе известно немало, и мы можем рассматривать их все как остатки сверхновых, вспыхивавших в Галактике за миллионы лет. Если подобно новым звездам сверхновая возникает из одной компоненты в тесной двойной системе, то вполне можно допустить, что такая система после взрыва распалась и остаток вспышки — нейтронная звезда-пульсар, если он уцелел, продолжает существование как одиночная звезда. Действительно, мы знаем лишь один радиопульсар, PSR 1913 + 16, входящий в двойную систему ( $P=0,059^s$ ). Стоит отметить, что у пульсаров часто наблюдаются большие пространственные скорости, что также можно объяснить распадом двойной системы в прошлом.

Со времени своего открытия в 1968 г. Краб-пульсар в течение 15 лет был самым быстрым среди сотен других. В конце 1982 г. в результате длительных специально организованных поисков в созвездии Лисички (неподалеку от  $\alpha$  Vul) был открыт пульсар — P 1937 + 215 — с периодом 1,6 миллисекунды. При таком периоде, если пульсар обладает массой порядка  $1 M_{\odot}$ , скорость вращения на экваторе превосходит 20 000 км/с. В конце 1983 г. по соседству был открыт еще один миллисекундный пульсар — P 1953+29 с периодом 6,13 мс.

Оба эти пульсара обладают исключительно стабильными периодами. Так, у первого пульсара замедление  $\dot{P}=1,05 \cdot 10^{-19}$ , а у второго — еще меньше:  $\dot{P}=3,2 (\pm 1,4) \cdot 10^{-20}$ . Такая устойчивость настолько высока, что P 1953+29 (да и 1937 + 215) может служить в качестве космических часов, не уступающих часам атомным.

## § 25. КАРЛИКОВЫЕ ВСПЫХИВАЮЩИЕ ЗВЕЗДЫ

### ДРУГИЕ СЛУЧАИ НЕСТАЦИОНАРНОСТИ:

#### РЕНТГЕНОВСКИЕ ЗВЕЗДЫ

#### ЗВЕЗДЫ ТИПА U БЛИЗНЕЦОВ. СИМБИОТИЧЕСКИЕ ЗВЕЗДЫ

По характеру изменений блеска к новым близко примыкают упоминавшиеся уже звезды типа U Близнецов (U Gem) или SS Лебеда (SS Cyg),

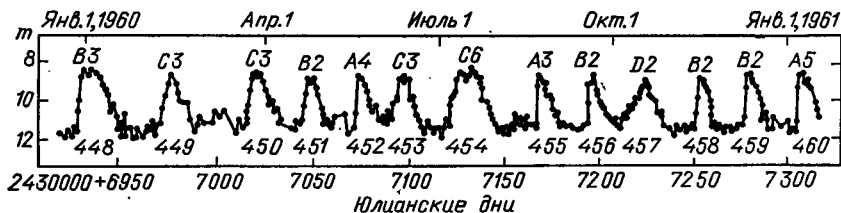


Рис. 132. Изменение блеска SS Cyg в 1960 г. Числами обозначены номера циклов

у которых цикл, состоящий из быстрой вспышки, задержки в максимальном блеске и последующего более длительного пребывания в минимальном блеске (с небольшими короткими флуктуациями), продолжается несколько десятков или одну — две сотни дней (рис. 132).

Амплитуда вспышки — чаще всего  $2-3^m$ , но нередко достигает  $4^m$  и даже  $5^m$ . Спектральные изменения очень своеобразны и непохожи на изменения у новых звезд: звезда имеет в минимуме слабый непрерывный спектр с накладывающимися на него сильными эмиссионными линиями H, HeI, CaII и немногими линиями поглощения, а в максимальном блеске непрерывный спектр усиливается и наибольшая интенсивность его перемещается в коротковолновую часть; линии поглощения по-прежнему слабо выражены, а эмиссионные линии исчезают. Если

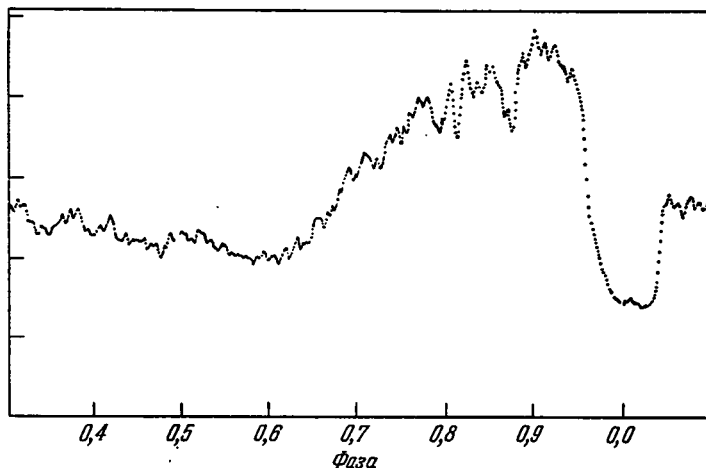


Рис. 133. Изменения блеска звезды U Gem в течение орбитального периода. Объяснение см. в тексте. Число фотонов, поступающих за 1 с, в максимуме равно 22 тыс., а в минимуме 10 тыс.

распределение энергии в непрерывном спектре во время минимума блеска соответствует спектральному классу G и температуре 4900 К, то в максимуме непрерывный спектр подобен спектру A0—A1, а температура достигает 12—15 тыс. кельвинов. Такие сильные спектральные изменения нашли себе объяснение, когда было открыто, что звезды типа U Gem — двойные, с очень разными компонентами. В частности, звезда SS Cyg оказывается спектрально-двойной с периодом  $0,276^d = 6^h 38^m$ , компоненты которой одна — горячая Be, а другая — холодная G5. Именно горячий субкарлик Be испытывает вспышки и в максимуме блеска преобладает над G5. Звезда U Gem имеет период  $0,174^d = 4^h 11^m$  и спектры компонент sdBe+dK. В этой короткопериодической системе происходят затмения, а кривая блеска показывает неправильности, которые позволяют допустить существование газовых потоков, неощутимых во время вспышек горячей компоненты.

Это хорошо заметно на рис. 133. Довольно резко выраженному минимуму при фазе 0 предшествует продолжительный (между фазами 0,6 и  $0,95^o$ ) подъем блеска на  $0,5^m$  по сравнению с его уровнем за предыдущие полпериода. То обстоятельство, что после затмения блеск системы далеко не достигает блеска до затмения, говорит о том, что

за время затмения затмеваемый источник сильно ослабел, но не исчез. Последнее вытекает из непрекращающихся мелких колебаний блеска с характерным временем около минуты с амплитудой от 1 % до 30 %. Но во время затмения, при фазах от 0,94 до 0,04<sup>p</sup>, эти колебания прекращаются. В сочетании со спектральными наблюдениями эти фотометрические данные приводят к такой модели двойной системы U Gem: красная холодная звезда, заполняющая свою полость Роша, посылает через первую лагранжеву точку непрерывный поток газов, которые образуют вокруг горячей звезды-спутника довольно плотный диск или кольцо (см. выше, § 23). В том месте, где газовая струя встречается с диском, образуется горячее пятно, переменное по яркости так же, как и поток газов, его порождающих. Яркое пятно видно всю остальную часть орбитального периода, но в некоторых фазах оно светит сквозь газовые массы диска. Сама горячая звезда в этой системе не затмевается из-за невыгодного угла наклона плоскости орбиты к лучу зрения. Во время вспышек системы U Gem вспыхивает именно горячая звезда, обычно же ее вклад в полную светимость системы незначителен.

Двойственность, притом очень тесная, является общим свойством для звезд типа U Gem, массы же из компонент лишь с трудом поддаются определению. По-видимому, они довольно значительны — около  $1,5M_{\odot}$ . Но абсолютные звездные величины горячих компонент в минимуме около 8<sup>m</sup>, что ставит их в разряд белых карликов. Лишь в максимуме вспышки их радиусы возрастают до 100 тыс. км. Поэтому звезды типа U Gem вместе с другими повторными новыми называются *карликовыми новыми*, хотя по масштабу явлений те и другие сильно отличаются. Если обыкновенная новая за время вспышки излучает  $10^{44}$  —  $10^{45}$  эрг, а повторные новые расходуют всего лишь на порядок меньше —  $10^{43}$  —  $10^{44}$  эрг, то звезды U Gem в  $10^5$  раз меньше; при этом частота вспышек у последних в  $10^3$  —  $10^2$  раз больше. Впрочем, хотя у настоящих новых звезд в минимуме блеска абсолютная звездная величина близка к 4<sup>m</sup>, изменения блеска у Новой Геркулеса 1934 г. (DQ Her) в минимуме совершенно совпадают с изменениями блеска U Gem.

В конечном счете вспышки звезд U Gem определяются процессами, протекающими в аккреционном диске, его разрушениями и восстановлением, но это связано с деятельностью холодной звезды-спутника, которая в свою очередь не остается безразличной к обратному воздействию со стороны горячей первичной звезды и диска, излучающих во время вспышки приблизительно как Солнце. При этом оно нередко богато ультрафиолетовым и даже рентгеновским излучением. При падении вещества на белого карлика выделяется очень много энергии в соответствии с изменением потенциальной энергии на величину  $GM/R$  (для единицы массы), что очень много при малом  $R$ .

Рентгеновское излучение рассеивается частично межзвездной пылью, и тогда вокруг звезды образуется рентгеновское гало, а у SU UMa во время вспышек появляется нетепловое радиоизлучение, ве-

роятно, связанное с магнитным полем. У объекта GX 339—4 рентгеновское гало достигает размеров  $20'$  в диаметре. У SU UMa оно имеет форму кольца.

У нескольких звезд типа U Gem, объединяемых в группу SU UMa (Z Cam, OY Car...), наблюдаются иногда сверхвысшики повышенной яркости и продолжительности (до двух недель), а на кривой их блеска отмечаются горбы с амплитудой около  $0,25^m$  и периодом на несколько процентов длиннее орбитального, определяемого спектроскопически. Это можно объяснить существованием либо горячего пятна на холодном спутнике, вращающемся несколько медленнее, чем по орбите, либо довольно обширной областью повышенной яркости, которая затмевается с упомянутым выше периодом.

Близко к описанным звездам примыкает звезда AE Водолея (AE Aqr) тоже карлик, тоже двойная ( $P=9^h53^m$ ; B+K5 IV—V), у которой колебания блеска очень быстрые и обычно небольшие, но такие, что блеск может удвоиться за несколько минут. Изредка бывают более сильные вспышки (свыше  $1,5^m$ ). Спектр похож на спектр звезд U Gem в минимуме, обе компоненты обладают эмиссионными линиями водорода. Абсолютные звездные величины тоже сходны с величинами звезд U Gem — у K-звезды  $5,5^m$  у B-звезды  $6,5^m$ , т. е. на  $10^m$  ниже главной последовательности. Массы соответственно равны

$$M_K \sin^3 i = 0,59 M_\odot \text{ и } M_B \sin^3 i = 0,66 M_\odot.$$

Размеры компонент, вычисленные по абсолютным звездным величинам и спектрам (КПА, § 25), равны соответственно  $1,7$  и  $0,1 R_\odot$ . Таким образом, эта тесная двойная система состоит из весьма малой горячей звезды и спутника, размеры которого не умещаются внутри соответствующей предельной поверхности Роша (см. § 14) и истечение газовых масс которого создает эмиссия в спектре.

У карликовых новых звезд наблюдается отчетливая эмпирическая зависимость между амплитудой вспышки и длительностью последующего периода покоя звезды. При этом довольно хорошо соблюдается следующая формула, связывающая интервал времени  $t$  между вспышками с отношением энергии  $W$  вспышки к постоянной светимости  $L$  вспыхивающей звезды:

$$t^d = 0,2 \frac{W}{L}. \quad (25.1)$$

Близко к карликовым новым стоят *симбиотические звезды* — звезды, в спектрах которых отмечаются одновременно признаки и низко- и высокотемпературного излучения как в непрерывном спектре, так и в виде эмиссионного спектра очень высокого возбуждения. Последнее выявилось особенно рельефно при внеатмосферных наблюдениях в далеком ультрафиолетовом излучении.

Симбиотическими являются звезды Z Андромеды (And), RW Гидры (Hya), BF Лебеда (Cyg), AG Пегаса (Peg) и другие. Последняя была известна с 1894 г. как B-звезда с признаками спектра P Cyg, но в



1922 г. в ней отчетливо появился спектр звезды класса M, а в 1942 г. возникли небулярные линии с растущим возбуждением: линии N IV стали сильнее линий N III, появились запрещенные линии [Ne III] и [O III]. У звезды BF Cyg почти отсутствует непрерывный спектр и ее переменность определяется изменчивостью эмиссионного спектра с ли-

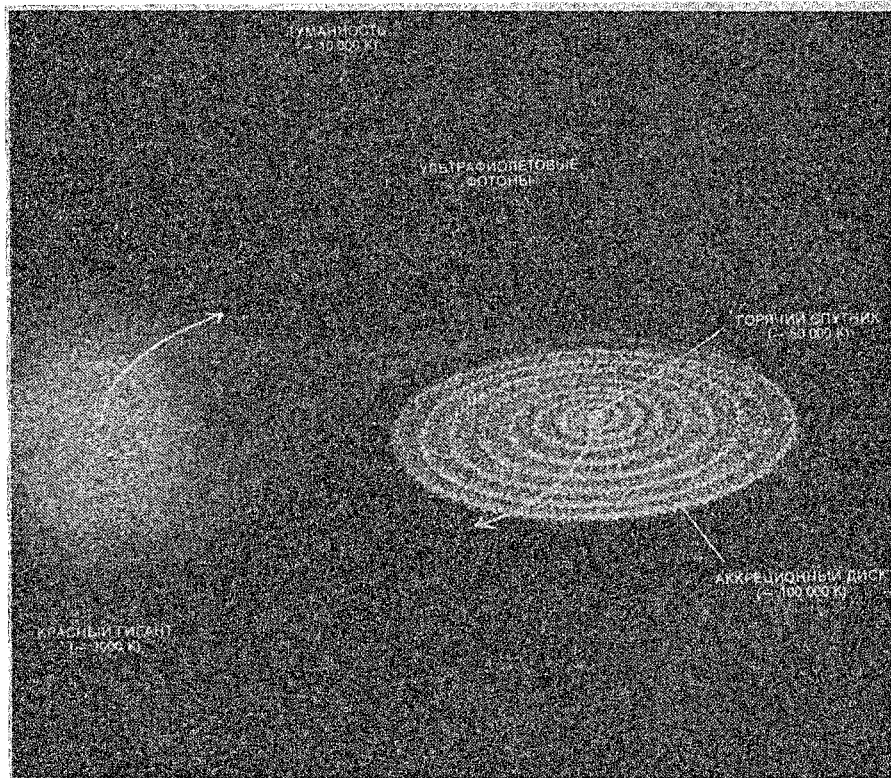


Рис. 134. Модель симбиотической звезды R Aquarii. Слева — холодный гигант, справа — белый карлик, окруженный аккреционным диском. Эта модель пригодна для многих тесных двойных систем, причем большая звезда может быть звездой главной последовательности любого спектрального класса, а меньшая — и белым карликом, и нейтронной звездой

ниями [O III], [Ne III], [S II], [Fe II] и [Fe III]. Непрерывный спектр красной компоненты gM3 почти незаметен. Аналогично, у звезды FG Sge эмиссионные линии наблюдаются на фоне непрерывного спектра класса B, а блеск ее возрос за последние 70 лет от 13,5<sup>m</sup> до 9,5<sup>m</sup>. Звезду окружает туманность правильной формы.

Наоборот, звезда R Aqr окружена туманностью неправильной формы с туманным же выбросом из звезды — красного гиганта — на расстоянии около 6000 а. е. (рис. 134). Эта звезда — единственная види-

мая в данной системе, долгопериодическая переменная типа Миры Кита спектрального класса M 7e, с периодом 387<sup>d</sup>, а о существовании горячей звезды можно судить по сильному возбуждению туманности,

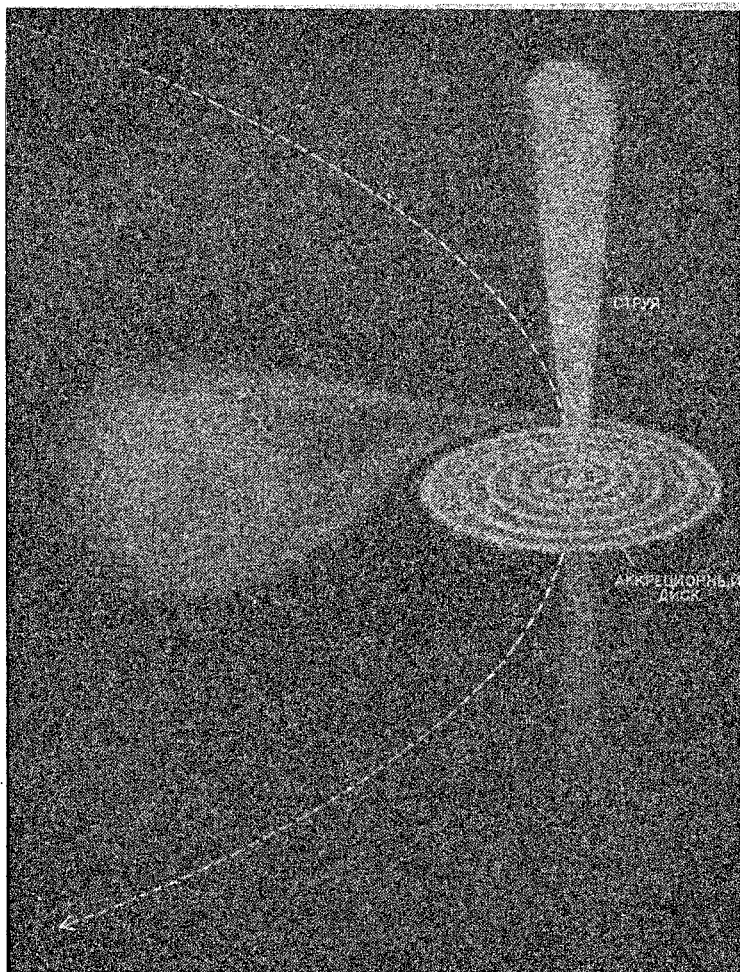


Рис. 135. Струи газа, перпендикулярные орбитальной плоскости при сверхкритической аккреции и чрезмерном сближении звезд в двойной системе с эксцентричной орбитой. Впрочем, они могут существовать и постоянно, если орбита системы мала, так что перетекание вещества идет все время. См. также с. 305, где дано описание системы SS 433

которое красная звезда вызвать не может. Для этого нужна звезда с  $T \approx 50\,000$  К или горячее, чей непрерывный спектр становится заметным лишь в далекой ультрафиолетовой области ( $\lambda < 3500$  Å), которую красный гигант с  $T \approx 2500$  К практически не излучает. Скорее все-

го — это компактный объект типа белого карлика, но его светимость выше светимости Солнца, что вынуждает признать наличие вокруг него мощного аккреционного диска. Дело в том, что фотометрически R Aqr является переменной звездой весьма долгого периода, свет которой лишь модулируется периодом 387<sup>d</sup>, а в целом на основании радионаблюдений можно допустить, что обращение красного гиганта и белого карлика вокруг центра их масс совершается по очень эксцентричной орбите с периодом около 40 лет. В пору их сильного сближения усиливается их аккреционный диск, так как очень возрастает перенос газов от красного гиганта. В эту пору, длящуюся несколько лет, растет горячее излучение, возбуждение газов в туманности и даже, возможно, происходит, вследствие чрезмерной аккреции, выброс вещества из диска перпендикулярно ему. Остаток такого выброса мы и наблюдаем в туманности.

Описанная схема процессов, происходящих в симбиотических системах, не является единственно возможной. Она подтверждается также наблюдаемым сейчас ростом возбуждения в системе RX Car (Кормы) после 40-летнего спокойного существования. Но есть симбиотические звезды с гораздо более быстрым орбитальным движением. Таковы AR Pav (Павлина) и CI Cyg (Лебедя) с периодами 606<sup>d</sup> и 855<sup>d</sup>. Вдобавок они — затменные двойные, и в них расстояние между компонентами оказывается немногим меньше размеров красного гиганта.

### ВСПЫХИВАЮЩИЕ ЗВЕЗДЫ ТИПА UV КИТА

В полном смысле слова вспыхивающими можно назвать звезды типа UV Кита (UV Cet), отличающиеся тем, что вспышки, наступающие внезапно и без явной периодичности, протекают с исключительной быстротой (рис. 136); блеск звезды может возрасти на 1—2<sup>m</sup> в течение 1—2 минут, а однажды у UV Cet наблюдалась вспышка, во время которой блеск ее увеличился на 5<sup>m</sup> (т. е. в 100 раз) за 20 с. Падение блеска после вспышки совершается в несколько раз медленнее. Известно уже свыше 50 звезд этого типа. Все они — поздние красные карлики (спектр от dM6e до dM4e); в частности, упомянутая в конце § 10 абсолютно слабейшая звезда BD+4°4048 B тоже относится к звездам этого типа. Сама UV Кита имеет  $M_v = 15,8^m$ . Их блеск, естественно, слаб: все они слабее 10<sup>m</sup>.

Массы вспыхивающих звезд также малы — от 0,16 до 0,04  $M_\odot$  (у UV Кита). Почти все вспыхивающие звезды являются членами двойных систем. Последнее обстоятельство может быть всего лишь результатом наблюдательной селекции, так как к двойным звездам обращено повышенное внимание наблюдателей, и потому легче заметить происходящую вспышку. У какой-либо другой звезды кратковременная, на протяжении немногих минут, вспышка легко проходит незамеченной, а если и будет замечена, то может быть приписана ошибке. Наоборот, в настоящее время двойные звезды часто фотографируются цепочками, т. е. на одной пластинке имеется ряд быстро следующих экспозиций,

среди которых вспышка регистрируется с полной достоверностью. Такова, например, одна-единственная вспышка, отмеченная у компоненты В двойной звезды Krüger 60 среди огромного числа экспозиций «цепочками». Звезда получила наименование DO Цефея (DO Cep), как переменная звезда. Ближайшая к нам звезда Proxima Centauri, мно-

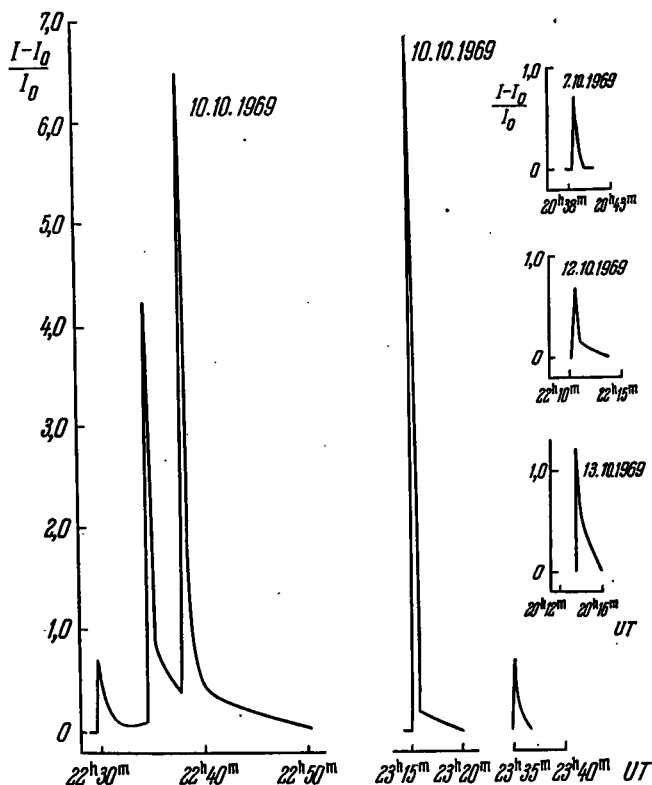


Рис. 136. Изменение блеска UV Cet во время вспышек (по наблюдениям на Крымской астрофизической обсерватории). По оси ординат отложены приращения интенсивности в долях минимальной интенсивности

гократно фотографированная для изучения собственного движения и параллакса, вспыхивала не один раз. Часто сильным вспышкам предшествуют небольшие, так сказать «проба сил».

Сильные вспышки сопровождаются появлением в спектре сильных эмиссий, в первую очередь  $H_{\alpha}$ ,  $CaII\ H$  и  $K$ , а в самом максимуме даже гелия —  $\lambda\ 4026$  и  $\lambda\ 4471\ HeI$  и  $\lambda\ 4686\ HeII$ , что для красного карлика удивительно. В ультрафиолетовой части спектра появляется непрерывная эмиссия, вследствие чего звезда имеет аномально низкий показатель цвета. Спектр приобретает характер хромосферного и вызывает в памяти спектр вспышки на Солнце (§ 6), тем более что наблюдения звезд типа UV Cet в радиодиапазоне на метровых волнах показывают

ощутимый поток радиоизлучения во время вспышек. У одних звезд, например, у UV Cet, он находится на пределе обнаружения, у других, например, у V 371 Ori и YZ CMi, он замечен очень хорошо.

Масштаб подобных вспышек несравним с масштабом вспышек на Солнце. Правда, количество энергии, выделяемой во время вспышки UV Cet, лишь на 1—2 порядка выше энергии сильной вспышки на Солнце, достигая  $10^{33}$ — $10^{34}$  эрг, но вспышку эту переживает звезда, светимость которой на 4—5 порядков ниже солнечной! Источник вспышки пока не ясен. Одна из гипотез (В. А. Амбарцумян) предполагает, что при вспышках способное к генерации энергии вещество недр звезды внезапно выносится на поверхность, где и проявляет себя как гигантская водородная бомба. Предполагают также, что генерация энергии при сильных вспышках ( $>2^m$ ) происходит не в самой звезде, а в ее атмосфере. Чем абсолютно слабее звезда, тем чаще у нее бывают вспышки и, в частности, у UV Кита вспышек с амплитудой более одной звездной величины бывает до 15 за 100 часов наблюдений. Но зато мощность вспышек у абсолютно более ярких звезд выше, чем у слабых. В среднем, во время вспышки излучается около  $3 \cdot 10^{31}$  эрг, что при продолжительности вспышки около 100—150 с соответствует 0,1—1 % излучения звезды в спокойном состоянии.

Вспыхивающие звезды с меньшей частотой вспышек (порядка одной на 2—2,5 тыс. часов) оказались необычайно многочисленными в звездных агрегатах, таких как Плеяды, Орион, туманность NGC 7023 (в Цефее) и др. Почти все звезды в Плеядах слабее  $V=13,3^m$  — вспыхивающие; их число оценивается в 650.

### ЗВЕЗДЫ ТИПОВ Т ТЕЛЬЦА, RW ВОЗНИЧЕГО И Т ОРИОНА

Близко к типу UV Cet стоят переменные звезды типов Т Тельца (Т Тау), RW Возничего (RW Aur) и Т Ориона (Т Ори). Нередко их объединяют в одну широкую группу. Звезды Т Тау объединяются по спектральным признакам, а RW Aur — по особенностям изменения блеска; статистически они совпадают, а звезды Т Ори примыкают к ним как подгруппа звезд ранних спектральных классов.

Звезды типа Т Тау, как и типа RW Aur, в основном желтые звезды классов F5—G5, а Т Ори — горячие, со спектром B5. Таким образом, вся группа достаточно широка, охватывая спектральные классы B5—M. В фотометрическом отношении для этих звезд характерны быстрые, совершенно неправильные изменения блеска, иногда прерываемые длительными периодами покая. На медленные изменения накладываются быстрые, до 0,5—1,0<sup>m</sup> за сутки и даже за несколько часов. Могут быть и алголеподобные изменения блеска, когда звезда на короткий срок резко ослабевает.

Спектральные изменения у звезд типа Т Тау сложны. Они почти всегда содержат эмиссионные линии, усиливающиеся во время вспышек.

Как эмиссионные, наблюдаются линии H и K CaII, линии балмеровской серии — преимущественно ее первые члены и особенно H $\alpha$ , линии FeI и FeII и даже гелия. Нередко в ультрафиолетовой области появляется сильная непрерывная эмиссия явно нетеплового происхождения, как и у звезд UV Cet, но она угасает с падением блеска значительно медленнее, чем у последних. Ультрафиолетовая эмиссия, естественно, порождает сильный сдвиг звезд типа T Тельца на диаграмме цвет — светимость влево. Без этого, если судить по их абсорбционному спектру (не всегда хорошо заметному), они располагались бы несколько правее главной последовательности, иногда выше ее, в области субгигантов.

Для всех звезд типа T Tau, RW Aur и T Ori характерно расположение на небе группами, по соседству с темными или светлыми газопылевыми туманностями. Всякий раз, как предпринимались специальные поиски вблизи таких туманностей звезд с эмиссией в H $\alpha$ , их обнаруживалось много, и большинство их оказывалось переменными рассматриваемого типа. О реальных скоплениях обычно говорить не приходится, так как эти звезды расположены далеко друг от друга и перемешаны с другими, но наличие своего рода «гнезд» подобных объектов в разных местах неба, связанных с туманностями, не подлежит сомнению. Подобно горячим звездам O и B, которые тоже нередко скучиваются в широкие пространственные O-ассоциации (В. А. Амбарцумян), гнезда звезд типа T Tau получили название T-ассоциаций.

Столь широкая группа звезд, как O- или T-ассоциация, не может быть длительным элементом структуры звездной системы. Будучи слабо связаны друг с другом взаимным притяжением и находясь все время под влиянием тяготения всей звездной системы обширного газопылевого комплекса и окружающих звезд, звезды ассоциации расходятся в разные стороны и рано или поздно смешиваются со звездным полем. Наличие отчетливой группы одинаковых звезд, как в O- или T-ассоциации, указывает на то, что все эти объекты родились сравнительно недавно, т. е. являются молодыми звездами.

Огромное лучеиспускание O-звезд не может продолжаться долго, и вся эволюция этих массивных звезд, как мы видели в гл. IV, проходит быстро. Наоборот, карликовые звезды, подобные T Tau, если они находятся на главной последовательности, эволюционируют очень медленно. Признать звезды T Tau молодыми означает признать их карликами, не вступившими еще на главную последовательность, — звездами в контракционной стадии эволюции. К выводу о молодости звезд T Тельца побуждает нас также их родство со звездами T Ori, более голубыми и более очевидно связанными с туманностью, в которой они располагаются (в данном случае туманностью Ориона), и с теми объектами (объектами Хербига — Аро), которые представляют собой звездоподобные узелки, сконденсировавшиеся в туманности (см. § 19). В 1947 г. таких недооформившихся звезд (они имеют неправильную форму) было отмечено пять, а спустя семь лет их оказалось уже семь.

Для звезд T Tau и T Ori годится такая модель: звезда с фотосферой

позднего спектрального класса окружена горячей газовой оболочкой ( $T > 20\,000\text{ K}$ ) с водородной эмиссией, а также с эмиссией запрещенных линий (OI, OII, SII, FeII, NeIII, OIII), что указывает на обширную но весьма разреженную оболочку. Одновременно инфракрасные спектры показывают, что эти звезды окружены достаточно холодными молекулярными облаками, содержащими водяные пары и твердые частицы из чистого льда (звезды FU Ориона, V 1057 Лебедя, HL Тельца). В других случаях признаки пылевых силикатных частиц (см. § 26) наблюдаются вокруг звезды в области спектра с  $\lambda \approx 10\text{ мкм}$ . А у самой Т Тельца была обнаружена в спектре резонансная линия 6708 Å лития — элемента, быстро исчезающего в процессе термоядерной эволюции звезды (в солнечном спектре эта линия представлена слабо). Абсорбционные линии у таких звезд (в противоположность новым звездам) смещены в красную сторону (до 150—200 км/с), а эмиссионные линии в фиолетовую (до 170 км/с). Здесь мы как бы наблюдаем одновременно и расширяющуюся оболочку, и падение холодного вещества из окружающей туманности на звезду. Во всех случаях имеется непрерывное излучение в ультрафиолетовой области явно нетеплового происхождения. Оно бывает поляризовано.

### НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ЗВЕЗДЫ В РЕНТГЕНОВСКОМ ДИАПАЗОНЕ

Особый класс нестационарности был открыт недавно в связи с успехами методов заатмосферных исследований и, в частности, в рентгеновской области электромагнитного излучения, т. е. от 100 до 10 Å («мягкий» рентген) и от 10 до 0,1 Å («жесткий» рентген), или, в другом выражении, от 0,1 до 1 кэВ и от 1 до 100 кэВ соответственно. Объекты, излучающие в этом диапазоне, получили название рентгеновских источников (за рубежом употребляются названия X-ray sources или X-ray stars). Не все они нестационарные, но нестационарные представляют большой интерес своей необычностью. Одних галактических источников известно сейчас свыше 150. Большинство из них не удалось отождествить с какими-либо оптическими объектами, что объясняется низкой разрешающей силой рентгеновской приемной аппаратуры, а это часто делает невозможным решение вопроса, является ли наблюдаемый источник точечным или протяженным.

Первая рентгеновская звезда была обнаружена в 1962 г. в созвездии Скорпиона. Ее назвали Sco X-1. Она была отождествлена с звездой, быстро меняющей блеск от 11<sup>м</sup> до 14<sup>м</sup>. Эта звезда в спектральном отношении напоминает бывшую новую звезду с многочисленными эмиссионными линиями и очень горяча: по распределению энергии в спектре температура ее достигает 100 тыс. кельвинов. Но не эта температура определяет ее рентгеновское излучение: если оценка расстояния ее — 300 пк — правильна, то рентгеновское излучение ее составляет  $5 \cdot 10^{36}\text{ эрг/см}^2$ , т. е. в тысячу раз больше полного солнечного излучения, тогда как оптическое излучение ее приблизительно равно солнечному. Вопрос — не является ли эта система двойной, в которой

мы видим звезду  $13^m$ , а спутник излучает только в рентгеновской области — остается открытым, так как не удалось установить с полной достоверностью периодичности в изменениях блеска Sco X-1 или в лучевых скоростях.

Зато сейчас, в 1987 г., нам достоверно известны более десяти рентгеновских источников, входящих в двойные системы, в которых двойственность доказывается периодичностью изменений либо лучевых скоростей оптического спутника, либо частоты пульсаций самих рентгеновских звезд. В данном случае наблюдаются отчетливые пульсации рентгеновского излучения с периодом от 0,71 с до 14 мин, причем периоды от  $5^s$  до  $100^s$  пока не встречались. Частота их модулируется орбитальным движением. Как нетрудно понять, наблюдаемый период пульсаций, как и всякого другого периодического процесса, подчиняется эффекту Доплера. Орбитальные периоды, как правило, коротки: меньше суток или несколько суток, так что системы следует рассматривать как тесные.

Механизм рентгеновского излучения в тесной двойной системе отличается большой сложностью, потому что в ней участвуют разные процессы: вращение нейтронной звезды, вращение ее сильного магнитного поля, звездный ветер от оптического спутника, радиоизлучение от нейтронной звезды, весьма эффективно разгоняющее звездный ветер, пока нейтронная звезда быстро вращается и существует в форме *радиопульсара*.

Сильное магнитное поле нейтронной звезды не позволяет аккреции начаться, пока период вращения ее короток. Мы видели, что у радиопульсаров он замедляется, замедляется и вращение магнитного поля, и оно уже не в состоянии удержать проникновение плазмы. В это время — так называемой стадии пропеллера — плазма беспорядочно выбрасывается в околозвездное и межзвездное пространство, и пульсар «молчит», и лишь потом, когда замедление зайдет достаточно далеко и аккреция станет возможной, звезда вновь заявляет о себе, но уже в рентгеновском диапазоне через посредство аккреционного диска, частицы которого, падая на нейтронную звезду, неся с собой энергию порядка  $0,1 mc^2$  при разгоне до 0,3 с, могут дать излучение даже в жестком рентгене (до 77 кэВ).

Столь большая энергия образуется при падении на весьма малую нейтронную звезду, у которой кеплеровская скорость частицы диска  $v_k = \sqrt{GM/R}$ . Она все же меньше, чем скорость вращения магнитосферы  $v_m = \omega R$ , и, последняя, захватывая частицы, тормозится, тормозя и саму звезду. Во внутренней части диска, где становится  $v_k > v_m$ , процесс меняет знак, вращение рентгеновского пульсара ускоряется. Впрочем, за малыми исключениями, периоды рентгеновских пульсаров значительно длиннее, чем у радиопульсаров.

Но рентгеновская активность пульсара не сохраняется навсегда. Если газовый поток от спутника непостоянен, аккреция может ослабеть, диск — разрушиться и исчезнуть. Тогда пульсар снова станет



замедляться, а, в крайнем случае, на время или совсем, вернется к стадии пропеллера и перестанет быть рентгеновским источником.

В качестве примера можно указать на пульсар Her X-1 (см. дальше), который около года (в 1983—1984 гг.) «молчал» в рентгеновском диапазоне.

Нужно отметить, что рентгеновский пульсар может образоваться и тогда, когда диска нет, аккреция происходит сферически симметрично.

Свойства рентгеновских пульсаров весьма разнообразны и из 15 пульсаров нет двух вполне сходных. Более или менее общим у них является лишь то, что оптический спутник, если он обнаруживает себя, принадлежит к классу горячих сверхгигантов. У одного из них — Cyg X-1, например, главная (оптическая) звезда имеет массу около  $20M_{\odot}$ , а ее спутник —  $6-8 M_{\odot}^*$ ). Это уже много больше теоретического предела масс для белого карлика. Отсюда возникает обоснованное предположение, что рентгеновский источник является черной дырой (см. с. 289). У других же массы рентгеновской компоненты получаются порядка  $1,4-1,8 M_{\odot}$ , что соответствует нашим представлениям о массах нейтронных звезд. Так, у пульсаров Vela X-1 (3 U0900—40) оптическая звезда B0 Ia ассоциируется с рентгеновским источником, у которого импульсы следуют с периодичностью в  $283^s$ . Они модулируются орбитальным периодом  $8,95^d$ . С тем же периодом в системе происходят затмения — прекращение рентгеновского излучения. Массы в системе оцениваются у сверхгиганта B0 Ia от 18 до  $24M_{\odot}$ , у нейтронной звезды от 1,6 до  $2,2M_{\odot}$ .

По измеренному приходящему рентгеновскому излучению можно определить полную мощность источника, зная расстояние до него в предположении, что излучение изотропно. Если это предположение неверно, то вычисления дадут верхнюю границу мощности. К сожалению, расстояния до рентгеновских источников определяются с большой неуверенностью. Но все же порядок величины получается правильным и оказывается, что только рентгеновское излучение этих источников порядка  $10^{36}-10^{38}$  эрг/с, т. е. превышает полное излучение Солнца в сотни и тысячи раз. Такое можно получить только за счет гравитационной энергии при аккреции.

Одна из наиболее интересных рентгеновских звезд — Her X-1, которая в оптическом диапазоне давно известна как переменная звезда HZ Her. Оптический компаньон в этой системе не сверхгигант, а более или менее обычная звезда, белый субгигант (?) спектрального класса A7. Она затмевает нейтронную звезду периодически через каждые  $1,7^d$ , что проявляется в прекращении быстрых пульсаций рентгеновского излучения с периодом 1,24 секунды. Этот пульсар проявляет себя косвенным образом и в оптической области: его мощное рентге-

---

\*) Если быть вполне точным, то Cyg X-1 не является пульсаром. Пульсации его рентгеновского излучения беспорядочны и протекают с характерным временем порядка долей миллисекунды, что, вероятно, и объясняется его очень большой массой.

новское излучение так сильно разогревает обращенную к нему сторону спутника, что она в оптическом диапазоне светится втрое ярче, чем противоположная сторона, куда рентгеновское излучение не достигает. При своем орбитальном движении оптический компаньон поворачивается к наблюдателю разными сторонами, отчего блеск его — а это и есть переменная звезда HZ Геркулеса — меняется за  $1,7^d$  более чем на две величины. Эффект усиливается еще и потому, что

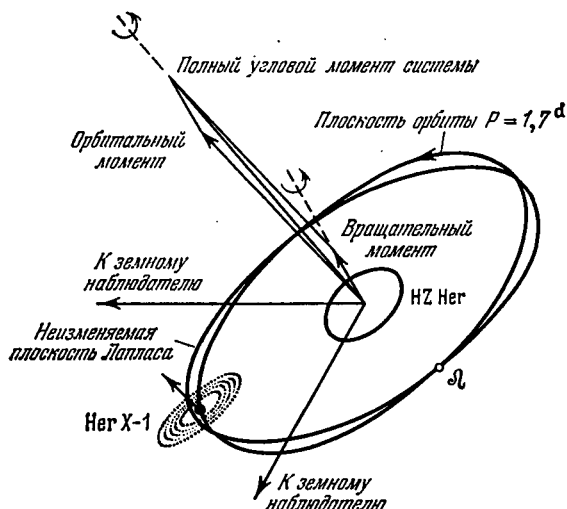


Рис. 137. Схема системы Нег Х-1 = HZ Геркулеса (см. текст)

около нейтронной звезды есть газовый диск, который также излучает в оптическом диапазоне (рис. 137).

Невыясненным в этой системе остается еще существование помимо затмений 35-дневной периодичности рентгеновского излучения: в каждом таком периоде лишь 11 дней HZ Нег наблюдается как рентгеновский источник, остальные 24 дня рентгеновского излучения нет или почти нет (в середине этого промежутка времени небольшая часть «запертого» рентгеновского излучения все-таки просачивается наружу). По-видимому, мы встречаемся с примером направленного излучения, которое то попадает к земному наблюдателю, то минует его. Одна из возможных причин этого — быстрая прецессия оси вращения нейтронной звезды, а также орбитальной плоскости системы. В частности, и аккреция вещества нейтронной звездой может осуществляться только в тех местах орбиты, где экваториальная плоскость оптической звезды пересекается с плоскостью орбиты.

Очень интересен рентгеновский источник, совпадающий с оптической переменной АМ Геркулеса; его двойственность была установлена после того, как из поляризационных наблюдений был выявлен период изменений, которому подчиняются рентгеновское излучение,

визуальный и ультрафиолетовый блеск, лучевые скорости, линейная и круговая поляризация. Этот период, 3,1 часа, говорит об орбитальном движении двух близко расположенных звезд: одной — оранжевого карлика с массой около  $1/2 M_{\odot}$  и белого карлика с массой около  $1 M_{\odot}$  и радиусом, приблизительно равным радиусу Земли. Именно он, а точнее газовый диск вокруг него, является источником рентгеновского излучения, а круговая поляризация склоняет нас к выводу, что рентгеновский источник — белый карлик, а не нейтронная звезда.

Магнитное поле у белого карлика значительно слабее, чем у средней нейтронной звезды-пульсара, и составляет несколько десятых  $10^9$  Э. Таких звезд сейчас известно 10, у них аккреция осуществляется на магнитных полюсах, куда выпадает плазма. Они излучают и в рентгеновской, и в оптической, и в инфракрасной области спектра, а иные и в радиодиапазоне. Самый короткий период отмечается у EF Eri —  $81^m$ . Все эти звезды, естественно, оптически слабые,  $13^m$ — $16^m$ .

К звездам типа AM Нег близко примыкают особые карликовые вспыхивающие звезды — уже упоминавшаяся нами AE Aqr, у которой обнаружены 33-секундные пульсации в рентгене, рентгеновский и оптический пульсар H 2252—035, у которого обнаружена модуляция с периодом  $P=14,31^m$  при орбитальном периоде  $3,59^h$ , и V 1223 Sgr тоже с 13-минутной модуляцией. Промежуточный тип бывшей новой GK Per, рассматриваемый теперь как карликовая новая, тоже обладает слабым рентгеновским излучением в области  $>2$  кэВ, модулируемым с  $P=351^s$ . У всех названных звезд модуляция в рентгене есть результат вращения белого карлика, а в оптике — отражение рентгеновского излучения белого карлика на нормальном спутнике.

Описанная здесь модель рентгеновских звезд, основанная на представлениях о двойных системах, не исчерпывает всей полноты наблюдаемых у них явлений и, в частности, не объясняет появления в ряде случаев, кроме регулярного теплового также и нетеплового рентгеновского излучения, общего повышения интенсивности этого излучения, которое сопровождается появлением заметного радиоизлучения. Иногда, как, например, у Cyg X-1, при радиовсплеске рентгеновское излучение резко падает. Наблюдаются и скачки периода рентгеновских пульсаций.

В более отчетливом виде такая изменчивость излучения проявляется у так называемых преходящих рентгеновских источников, т. е. таких, которые внезапно появляются на небе, порой светят ярче других, включая Sco X-1, а затем угасают совсем (т. е. ниже чувствительности прибора) или становятся на пределе обнаружения. Таких источников открыто уже около двух десятков, причем один из них, A 0620—00, испытал новоподобную вспышку в рентгеновской области, одновременно с которой протекала оптическая вспышка, зарегистрированная как появление Новой Единорога 1975 г., достигшая в максимуме блеска  $6^m$ . Вспыхнувшая почти одновременно с нею Новая Лебедя 1975 г. и достигшая  $2^m$ , не показала ощутимого рентгеновского излучения. Таким образом, источник A 0620—00 вполне заслужил

названия рентгеновской новой звезды. В данном случае можно думать, что этот источник тоже двойной, но проникновению звездного ветра к нему от спутника первоначально мешало его магнитное поле, и лишь когда эта помеха была почему-то снята, образовался аккреционный диск и произошла вспышка в очень широком диапазоне длин волн.

Многие нестационарные рентгеновские источники показывают кратковременные взрывы, повышающие интенсивность излучения в несколько, а иногда во много (20!) раз за несколько секунд. Они получили название барстеров (от английского *Burster*). Между вспышками проходят иногда часы, а у источника МХВ 1730—335 за сутки происходит до 5000 всплесков с интервалами от 6 с до 5 мин. Чем сильнее был всплеск, тем дольше приходится ждать следующего. Самый сильный всплеск продолжался 60 секунд, и за это время источник излучил  $10^{40}$  эрг. Это крайний случай. У типичных быстрых барстеров вспышки происходят каждый час и длятся около 100 с.

Если для объяснения этих источников сохранить гипотезу двойственности, то всплески можно объяснить спорадическим выпадением плазмы из некоего резервуара внутрь магнитосферы нейтронной звезды, а резервуар восполняется постоянным переносом вещества со спутника, т. е. явлением неустойчивой аккреции. Но более действенным механизмом служат термоядерные реакции на поверхности нейтронной звезды. При переносе на нее водородных масс в ее оболочку, состоящую из гелия, начавший сгорание водород разогревает гелий, находящийся в состоянии высокой плотности, так что начинается следующая термоядерная ступень горения гелия — горение, совместное с водородом, или только гелия в присутствии водорода. Это дает эффект барстера, физические характеристики которого определяются темпами аккреции ( $10^{-10}$  —  $10^{-12} M_{\odot}$  в год) и мощностью гелиевой оболочки. Реакция может пойти столь быстро, что гелиевая оболочка взрывается и возникает преходящий («транзистентный») источник.

Рентгеновские барстеры, как правило, располагаются вблизи галактической плоскости с концентрацией к галактическому центру. Впрочем, некоторые из них располагаются на небе вблизи шаровых звездных скоплений или даже внутри них.

Происхождение рентгеновских источников, если они входят в двойные системы, естественно связывать, как и в случае радиопульсаров, со вспышками сверхновых звезд. Сочетание рентгеновской нейтронной звезды с массивным горячим сверхгигантом, т. е. с молодой звездой, можно объяснить механизмом переноса вещества. Но почему одни вспышки порождают радиопульсары-одиночки, а другие вспышки — рентгеновские пульсары в неразрушившейся двойной системе, остается еще объяснить!

Одним из самых примечательных объектов на звездном небе оказалась звезда 433 из каталога Стефенсона — Сандьюлика звезд с сильными эмиссионными линиями в спектре. Ее обозначают SS 433. Зафиксированная оптически, она оказалась рентгеновским и  $\gamma$ -источником, а также радиозвездой, расположена она в туманности W 50,

по структуре своей — остатке вспышки сверхновой звезды. В 1979 г. было установлено, что эмиссионная водородная линия  $H_{\alpha}$  в спектре SS 433 распадается на две широко расставленных составляющих, положение которых меняется с периодом в 164 дня, и за этот период коротковолновая и длинноволновая компоненты сходятся и расходятся вновь, обмениваясь местами, а затем опять возвращаются к первоначальному расположению. Эти смещения превышают тысячу ангстрем, и, если их рассматривать как доплеровские, указывают на скорости до 80 000 км/с! Но это нельзя истолковать как орбитальное движение в двойной системе. На самом деле в спектре SS 433 присутствуют еще полустационарные водородные и гелиевые линии с полуамплитудой порядка 70 км/с и периодом в 13 дней, в течение которого наблюдаются небольшие изменения блеска системы, отражающие орбитальное движение объекта, имеющего спутником горячую звезду, и происходящие в системе затмения. Кривые блеска изменяются с периодичностью в 164 дня. Наконец, есть и вполне стационарная линия  $H_{\alpha}$  с длиной волны, мало отличающейся от лабораторного значения.

Детальное рассмотрение всех явлений в системе SS 433 позволяет построить такую ее модель. Две звезды — нормальная, горячая и релятивистски сколлапсировавший объект — движутся по орбите с 13-дневным периодом, причем нормальная звезда переполняет свою полость Роша, и ее вещество питает аккреционный диск вокруг сколлапсировавшей звезды. Масштабы переноса вещества весьма велики ( $\dot{M} \approx 10^{-4} M_{\odot}$  в год), диск образуется большим и плотным, и возникающее в его недрах рентгеновское излучение сильно в нем поглощается, так что SS 433 как рентгеновский источник оказывается на среднем уровне по мощности, около  $10^{35}$  эрг/с.

Что касается движений со скоростью 80 000 км/с, то оно, как предсказывает теория, возникает в результате так называемой сверхкритической аккреции, когда поступающие газовые массы «выдавливают» две мощные струи перпендикулярно плоскости диска (см. рис. 135). Но эта последняя не совпадает с орбитальной плоскостью, ось ее прецессирует вокруг оси вращения релятивистского объекта с периодом в 164 дня, на расстоянии  $20^{\circ}$  от нее.

Тринадцатидневные изменения лучевых скоростей (по линиям HeII) позволяют оценить массу релятивистского объекта и нормального спутника. В разных предположениях получена масса компактного объекта около  $6 M_{\odot}$  и никак не меньше  $4,3 M_{\odot}$ . Нейтронная звезда при такой массе, по-видимому, невозможна, и тогда следует вывод, что компактный объект в SS 433 есть черная дыра. Заметим, что в настоящее время известны релятивистские объекты с массами более  $6 M_{\odot}$  еще у двух рентгеновских источников — Лебедь X-1 и LMC Cen X-3 в Большом Магеллановом Облаке. Все три объекта следует считать массивными рентгеновскими системами.

Космические источники обнаружены и в еще более коротковолновом диапазоне гамма-излучения, состоящего из квантов с энергией

больше 100 кэВ. До 1 МэВ диапазон называется мягким, а после 1 МэВ — жестким  $\gamma$ -излучением. Практически чаще всего это излучение наблюдают в области до 100 МэВ, хотя начато исследование и очень жесткого излучения до  $10^{11}$ — $10^{12}$  эВ. Обнаружено несколько источников вдоль Млечного Пути и близко к нему. В направлении на центр Галактики и по обе стороны от него найдено 5—7 источников в диапазоне меньше 35 МэВ, такое же излучение обнаружено у пульсаров Крабовидной туманности и Парусов, рентгеновского источника Лебедь X-3 и немного в удалении от Млечного Пути. Хотя угловое разрешение рентгеновских телескопов плохое ( $\sim 5^\circ$ ), отождествление гамма-источников с пульсарами достоверно, так как и те и другие имеют одинаковую периодичность изменения потоков излучения. Гамма-источник Крабовидной туманности имеет такую же «кривую блеска», что и пульсар, т. е. с двумя максимумами. Гамма-пульсар в созвездии Парусов имеет тот же период, что и радиопульсар 0833 — 45. Видимый в этих диапазонах он лишь в самое последнее время был обнаружен в оптическом диапазоне как объект 25<sup>m</sup>, но в то время как за 1 период пульсаций (89 мс) в радиодиапазоне имеется только один максимум, в оптическом и гамма-диапазонах наблюдаются два максимума, как у пульсара Крабовидной туманности.

Мощным  $\gamma$ -источником является и SS 433, а также загадочный объект Геминга, недавно обнаруженный в созвездии Близнецов (Gemini). Оптическое отождествление его с звездой 24<sup>m</sup> недостоверно, но установлено, что отношение  $\gamma$ -: рентгеновского: оптического излучения примерно как  $10^6$ :  $10^3$ :1. В области спектра  $10^9$  эВ этот объект один из ярчайших на небе. Возможно, он близок к нам.

Мощность гамма-излучения у названных источников очень велика. Она оценивается в  $10^{36}$ — $10^{36}$  эрг/с, а у источника Лебедь X-3 (во время радиовспышки)  $10^{38}$  эрг/с — столько же, сколько рентгеновский поток. Эти величины на 3—5 порядков превышают все излучение Солнца, поэтому гамма-излучение космических объектов заслуживает самого пристального внимания, как с экспериментальной, так и с теоретической стороны. Конечно, тепловым может быть только мягкое рентгеновское излучение. Жесткое излучение связано с ядерными процессами, в частности, с распадом  $\pi^0$ -мезонов (см. с. 459).

Другой мыслимый механизм возникновения  $\gamma$ -излучения — обратный комптоновский эффект ужесточения рентгеновских фотонов на электронах сверхгорячей плазмы (от  $2,8 \cdot 10^7$  до  $1,7 \cdot 10^9$  К) во время рентгеновской вспышки.

Рассмотренные в этой главе примеры не исчерпывают всех случаев нестационарности звезд, но показывают главнейшие из них, отличающиеся особенно крупными масштабами. Что касается мелких признаков нестационарности, выявляемых лишь посредством фотоэлектрических измерений, то они встречаются у многих звезд.

## ЗАДАЧИ К ГЛАВЕ V

1. Предполагая, что при пульсациях цефеид величины полного относительного изменения радиуса и эффективной температуры  $\frac{\Delta R}{R}$  и  $\frac{\Delta T}{T}$  — малые первого порядка, вывести, пренебрегая малыми второго и более высоких порядков, формулу

$$\Delta m_b = -2,17 \frac{\Delta R}{R} + 4,34 \frac{\Delta T}{T}$$

и подсчитать, какова должна быть амплитуда, выраженная в болометрических звездных величинах  $\Delta m_b$  при тех значениях  $\Delta R$  и  $\Delta T$ , которые приведены в тексте. Сравнить с фактической амплитудой (болометрические поправки взять из таблицы 27 КПА).

2. Оценить энергию вращения у звезды Ве, вращающейся со скоростью 300 км/с, и сравнить ее с другими видами энергии, содержащимися в звезде. Для подсчета момента инерции воспользоваться рис. 103.

3. У звезды RZ Sct эффект вращения на кривой лучевых скоростей, подобный изображенному на рис. 97, достигает амплитуды 220 км. Главная компонента в этой системе, показывающая такой ротационный эффект, — нормальная звезда В2 с массой  $15 M_{\odot}$ , период обращения в системе равен 15,19<sup>d</sup>. Проверить, совпадают ли периоды вращения и обращения или нет.

4. Новая RR Pic 1925 г. выглядела в телескоп в 1931 г. в виде тройной звезды: кроме главной компоненты А 8,9<sup>m</sup> были компоненты В 11,5<sup>m</sup> и С 12,5<sup>m</sup> на расстоянии соответственно 0,95" и 0,98" от А. С другой стороны, спектральные наблюдения вскоре после максимума вспышки этой звезды указывали на скорости расширения оболочек от 100 до 1000 км/с. Считая, что выбросы В и С были совершены со скоростью, средней между этими крайними пределами, найти верхний предел расстояния до RR Pic и соответствующую наибольшую (отрицательную) абсолютную звездную величину RRPic, если видимый блеск ее в максимуме был 1,0<sup>m</sup>.

Внимательно разобраться в вопросе, почему ставится задача определения ее р х н е й границы для расстояния.

5. Проверить утверждение, что Новая Лебедя 1975 г. достигла в максимуме блеска размера 500 R<sub>⊙</sub>. Этот вывод сделан из следующих наблюдательных данных: в две даты до максимума 29,8 августа и 30,9 августа температуры были соответственно 5450 и 5100 К, скорости расширения оболочек 1800 и 2400 км/с, звездные величины (визуальные) 2,55 и 1,85. Момент максимума авг. 31,0.

6. При аккреции переработка потенциальной энергии падающего вещества вызывает дополнительную светимость звезды, часто называемую гравитационной светимостью. Показать, что при одинаковом спектре (температуре!) звезды главной последовательности и белого карлика  $L_{\Gamma} : L_{\text{Б}} = (R_{\Gamma} : R_{\text{Б}})^2 \approx 10^8$ , а необходимые для этого аккреционные массы  $\dot{M}_{\Gamma} : \dot{M}_{\text{Б}} = (R_{\Gamma} : R_{\text{Б}})^3 \times (M_{\text{Б}} : M_{\Gamma})$ .

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ К ГЛАВЕ V

1. Курс астрофизики и звездной астрономии: Т. II / Под ред. А. А. Михайлова. — М.: Физматгиз, 1962. — С. 139—281, гл. VI—XI.
2. Пульсирующие звезды / Под ред. Б. В. Кукаркина. — М.: Наука, 1970.

3. Горбацкий В. Г., Минин И. Н. Нестационарные звезды.— М.: Физматгиз, 1963.
4. Шкловский И. С. Звезды, их рождение, жизнь и смерть.— 3-е изд.— М.: Наука, 1984.
5. Псковский Ю. П. Новые и сверхновые звезды. — 2-е изд.— М.: Наука, 1985.
6. Мустель Э. Р. Вспышки сверхновых и термоядерные процессы // Природа.—1974.—№ 12.—С. 58—67.
7. Гершберг Р. Е. Вспышки карликовых красных звезд.— М.: Наука, 1970.
8. Эруптивные звезды / Под ред. А. А. Боярчука и Р. Е. Гершберга.— М.: Наука, 1970.
9. Звезды и звездные системы / Под ред. Д. Я. Мартынова.— М.: Наука, 1981.— Гл. I—III.
10. Архипова В. П. Новые.— М.: Знание, 1984.
11. Холопов П. Н. О классификации переменных звезд // Переменные звезды.— 1981.— Т. 21.—№ 4.
12. Гурздян Г. А. Вспыхивающие звезды.— М.: Наука, 1973.
13. Явления нестационарности и звездная эволюция / Под ред. А. А. Боярчука и Ю. Н. Ефремова.— М.: Наука, 1974.
14. Общий каталог переменных звезд / Под ред. П. Н. Холопова.— 4-е изд.— М.: Наука, 1985—1987.
15. Бочкарев Н. Г. Магнитные поля в космосе.— М.: Наука, 1985.
16. Шакура Н. И. Нейтронные звезды и «черные дыры» в двойных звездных системах.— М.: Знание, 1976.
17. Черепащук А. М. Массивные тесные двойные системы // Земля и Вселенная.—1985.—№ 1; SS 433: новые результаты, новые проблемы // Там же.— 1986.—№ 1.
18. Липунов В. М. Рекордсмены магнитных полей // Природа, 1984.— № 8; Новые модели нейтронных звезд // Земля и Вселенная, 1985.—№ 2; Странности Геркулеса X-1 // Там же.—1985.—№ 6.



## ДИФФУЗНОЕ ВЕЩЕСТВО В ПРОСТРАНСТВЕ

Вещество, сконцентрированное в звездах, не исчерпывает всех видов космического вещества. Пространство между звездами содержит вещество в рассеянном состоянии, в виде газа и пыли, плотность которых может быть весьма различной, но всегда очень низкой, порядков

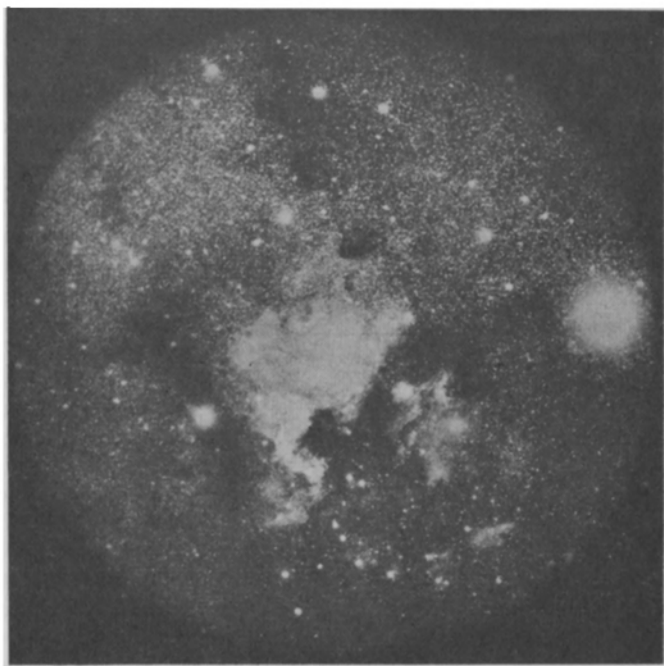


Рис. 138. Туманность «Америка» и туманность «Пеликан». Эти газовые туманности сочетаются с пылевыми туманностями, выдающими себя как бедные звездами «угольные мешки» на ярком фоне ничем не экранируемого звездного поля. Справа — передержанное изображение звезды  $\alpha$  Суг (фотография получена в Энгельгардтовской обсерватории)

на 20 ниже, чем в звездах. Только относительно более плотные сгущения межзвездного вещества доступны простым средствам астрономического исследования: таковы *туманности* — *светлые* и *темные*, легко обнаруживаемые на фотографиях звездного неба (рис. 138). Об остальных формах мы узнаем часто косвенным путем или из специальных, методически тонких наблюдений.

Благодаря огромному объему пространства между звездами в нем даже при очень низкой плотности межзвездного вещества (порядка  $10^{-24}$  г/см<sup>3</sup>) содержатся сравнимые количества вещества, как звездного, так и межзвездного (примерно 92 и 8 % по массе).

Из того, что мы узнали в предыдущих главах, следует, что звезды и окружающая их межзвездная среда находятся в постоянном взаимодействии. Мы видели многочисленные примеры выброса вещества из звезд (в том числе из Солнца). Нередко это вещество остается в околозвездном пространстве, но столь же нередко оно уходит в межзвездное пространство. Примеров противоположного явления мы почти не знаем, но теоретическая возможность конденсации межзвездного вещества в звезды не подлежит сомнению и уже рассматривалась нами в проблеме эволюции звезд на начальной стадии.

В этом аспекте представляет большую важность изучение самых разнообразных характеристик межзвездного вещества: плотности, температуры, химического состава, физического состояния и т. п.

Мы будем отдельно рассматривать пыль и газ в межзвездном пространстве, хотя они обычно встречаются вместе и как единый галактический субстрат, и как сгущения — газово-пылевые облака

## § 26. МЕЖЗВЕЗДНАЯ ПЫЛЬ

### ВЫСОКАЯ СПОСОБНОСТЬ ПЫЛИ ЗАДЕРЖИВАТЬ ПРОХОДЯЩИЙ СВЕТ

Пыль в межзвездном пространстве обнаруживает себя через рассеяние и поглощение света звезд, а также через поляризацию его. Особенно велика способность рассеивать и поглощать свет у мелких твердых частиц, имеющих размеры около 1 мкм. В этом легко убедиться, производя расчет суммарного поперечного сечения мелких частиц, общая масса которых невелика. Пусть мы имеем 1 г железных пылинок шаровой формы радиусом  $a$ . Число  $N$  таких пылинок определится из равенства

$$N \cdot \frac{4}{3} \pi a^3 \rho = 1, \quad (26.1)$$

где  $\rho = 7,9$  г/см<sup>3</sup> — плотность железа, а их суммарная поверхность будет

$$S = N \pi a^2 = \frac{3}{4a\rho}. \quad (26.2)$$

Отсюда находим — например, при радиусе частиц  $a = 1$  мкм — для величины  $S$  значение около  $10^3$  см<sup>2</sup>, т. е. если расположить эти пылинки в трубке с поперечным сечением в 1 см<sup>2</sup>, то просвет трубки они перекроют 1000 раз! Для параллельного пучка лучей это тысячекратное перекрытие, или полная светонепроницаемость, будет сохраняться и в том случае, если мы распределим 1 г железной пыли в столбике

длиной 1000 пк, т. е.  $3 \cdot 10^{21}$  см. При поперечном сечении  $1 \text{ см}^2$  это дает плотность вещества  $\rho = 1 \text{ г} : 3 \cdot 10^{21} \text{ см}^3 = 3,3 \cdot 10^{-22} \text{ г/см}^3$ .

Фактически эффективность пыли еще выше, так как при достаточно больших размерах (но не во много раз больших длины волны) твердая частица имеет эффективное сечение для ослабления света вдвое больше, чем геометрическое сечение. Этот, на первый взгляд непонятный факт основывается на том, что такая частица двояким образом задерживает свет, распространяющийся прямо от источника к наблюдателю: простым экранированием (так сказать, заслоняя его) и дифракцией у краев. В первом процессе свет поглощается, преломляется, отражается. Поглощение приводит к нагреванию частицы, и затраченная на него энергия полностью выбывает из рассматриваемого явления (кроме того, что она впоследствии переизлучается нагретой частицей). Беспорядочное преломление и отражение создают рассеяние света по всем направлениям, так что в направлении геометрического луча остается уменьшенное значение потока. В втором процессе свет уклоняется от геометрического луча в общем незначительно, а количественно из потока в данном направлении изымается столько же, сколько задерживается геометрическим загораживанием света. Если бы между звездой и телескопом было много таких достаточно крупных частиц, мы наблюдали бы вокруг точечной звезды ореол дифракционного происхождения. Дефицит светового потока, наблюдаемого в изображении звезды, равнялся бы потоку, задержанному в а ж д ы суммированной площадью поперечного сечения всех частиц, а дефицит потока в изображении звезды вместе с ее дифракционным ореолом равнялся бы потоку, задержанному однажды суммированной площадью сечения всех частиц.

При переходе к мелким частицам мы встречаемся с более сложной зависимостью рассеяния света от размеров рассеивающих частиц. Основным параметром, определяющим рассеяние, оказывается

$$\alpha = \frac{2\pi a}{\lambda}, \quad (26.3)$$

в связи с чем появляется зависимость ослабления света от длины волны  $\lambda$  проходящего света.

Итак, при  $\alpha \gg 1$  эффективное поперечное сечение частицы для рассеяния  $Q(\alpha) \approx 2$  (имеется в виду отношение сечения истинного к геометрическому); для частиц меньшего размера получается сложная зависимость функции  $Q$  от параметра  $\alpha$ , разная у диэлектриков и металлов, потому что электромагнитная волна, встречаясь с металлической частицей, индуцирует в ней электрический ток, а омическое сопротивление току приводит к возникновению джоулевой теплоты за счет электромагнитной энергии, т. е. происходит поглощение света, тогда как диэлектрическая частица лишь рассеивает свет. При прочих равных условиях металлические частицы ослабляют падающий свет сильнее, чем диэлектрические. Это видно из рис. 139, дающего ход функции  $Q(\alpha)$  в нескольких вариантах.

Теория рассеяния света на частицах различной природы и разной формы разработана в настоящее время достаточно хорошо, особенно для сферических частиц на основе электромагнитной теории света (*теория Ми*). Вытекающие из нее результаты показаны на рис. 139.

Зависимость поперечного сечения для ослабления света от длины волны  $\lambda$  легко проследить по графику рис. 139 следующим образом: проводим касательную к кривой  $Q(\alpha)$  и определяем

$$\frac{d \lg Q}{d \lg \alpha} = \beta. \quad (26.4)$$

Далее получим такое равенство:

$$\frac{d \lg Q}{d \lg \lambda} = \frac{d \lg Q}{d \lg \alpha} \frac{d \lg \alpha}{d \lg \lambda} = -\beta, \quad (26.5)$$

потому что  $\frac{d \lg \alpha}{d \lg \lambda} = -1$ . Теперь для

коэффициента рассеяния  $k$  (он подобен коэффициенту  $\kappa$ , введенному в § 2 только для случая рассеяния, хотя оно может сопровождаться и поглощением, как сказано выше) мы можем подобрать такую формулу:

$$k = k_0 + k_1 \lambda^{-\beta}, \quad (26.6)$$

потому что коэффициент  $k$  есть не что иное, как суммирование  $Q(\alpha) \cdot \pi a^2$  для всех частиц, лежащих на пути исследуемого светового луча.

## ЗАВИСИМОСТЬ ОСЛАБЛЕНИЯ СВЕТА ПЫЛЬЮ ОТ ДЛИНЫ ВОЛНЫ

Возрастание  $Q(\alpha)$  с  $\alpha$  на рис. 139 говорит о том, что эффективность частиц при рассеянии растет с убыванием длины волны (ибо  $\alpha \sim \lambda^{-1}$ ). График на рис. 139 показывает, что при малых  $\alpha$  увеличение  $Q$  с  $\lambda$  идет быстро при убывании  $\lambda$  у диэлектриков и гораздо медленнее у металлов. Можно считать, что у диэлектриков  $Q(\lambda)$  при малых  $\alpha$  возрастает как  $\lambda^{-4}$ , а у металлов — как  $\lambda^{-1}$  или  $\lambda^{-2}$ . При больших  $\alpha$  ( $\alpha > 1$ ) и у диэлектриков  $Q(\lambda) \sim \lambda^{-1}$ . При очень больших размерах частиц ( $\alpha \gg 10$ ) зависимость от  $\lambda$  исчезает. Хотя при этом достигается наибольшее значение поперечного сечения, большие размеры частиц не годятся при объяснении межзвездного поглощения, потому что для этого потребуется очень большая масса пылевого вещества в пространстве между звездами, недопустимо большая с точки зрения звездной астрономии. Наоборот, с уменьшением размеров частиц суммарная площадь их поперечных сечений на единицу массы растет, но при встрече с очень малыми частицами свет вследствие дифракции огибает их и они перестают его задерживать. График на рис. 139 наглядно показывает, какие размеры частиц наиболее эффективны при рассеянии. Это — железные пылинки при размерах, меньших 0,1 мкм, диэлектрические — при радиусе, близком к 0,1 мкм. Чтобы сделать выбор между железны-

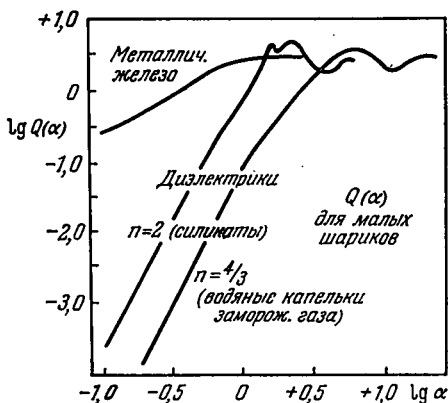


Рис. 139. Функция рассеяния  $Q(\alpha)$  для малых металлических и диэлектрических шаров радиуса  $a$  ( $\alpha = 2\pi a/\lambda$ )

ми и диэлектрическими пылинками, следует установить из наблюдений зависимость ослабления света звезд от межзвездного рассеяния в функции  $\lambda$ .

Возможны два способа — спектрофотометрический и колориметрический. Специально поставленные спектрофотометрические наблюдения показали, что в звездах, свет которых подвергался рас-

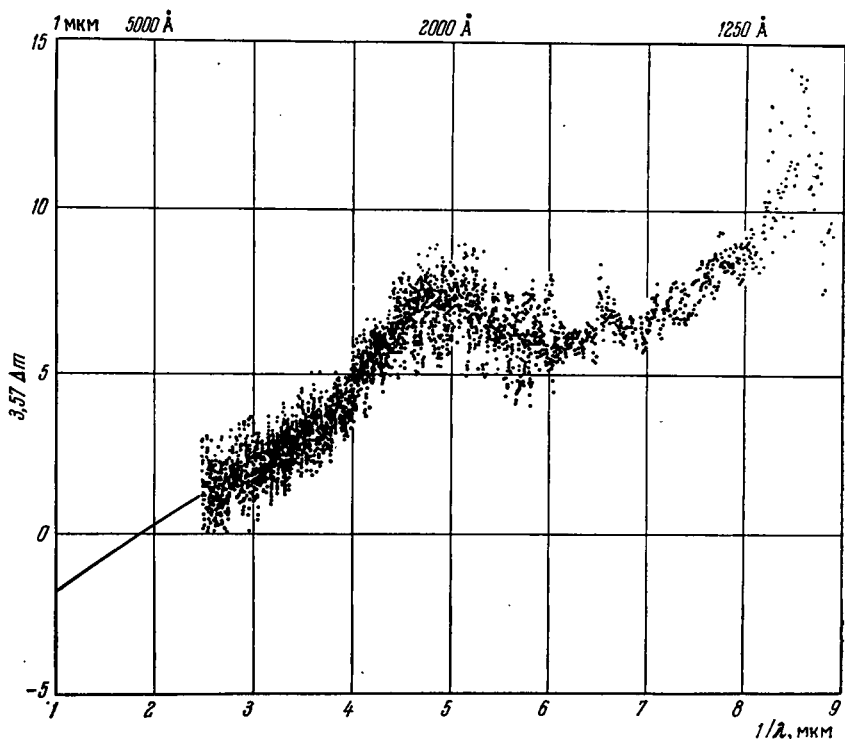


Рис. 140. Межзвездное ослабление света в ультрафиолетовых лучах по определениям Стекера разности  $\Delta m$  звездных величин звезд  $\zeta$  Персея (B1 Ib) —  $\epsilon$  Персея (B0,5 V), выполненным с телескопом на заатмосферной ракете. Измеренные  $\Delta m$  умножены на 3,57, чтобы разность  $\zeta - \epsilon$  нормализовать к  $\Delta(B-V)=1^m$ . Кривая в левой части рисунка проведена по определениям в области длин волн от 0,4 до 1 мкм, сделанным ранее

сеянию межзвездными частицами, по сравнению со звездами, свободными от этого, коротковолновый участок спектра ослаблен сильнее и именно пропорционально  $\lambda^{-1}$ . Нетрудно предвидеть, какой это должно дать колориметрический эффект — такие звезды должны выглядеть более желтыми (или более красными), чем близкие звезды, свободные от рассматриваемого эффекта, что фактически и наблюдается. Уже давно известны слабые (т. е. удаленные) звезды спектрального класса В, имеющие совершенно желтый цвет, т. е. цвет звезд класса G. Это — крайность, а в общем случае от эффектов межзвездного ослабления у звезд появляется *избыток цвета (колор-эксцесс)*,

определяемый как разность показателей цвета звезды, ослабленной межзвездным рассеянием (показатель  $C$ ) и свободной от этого звезды, обладающей нормальным для своего спектра цветом  $C_0$  (КПА 446):

$$E = C - C_0. \quad (26.7)$$

Сказанное хорошо иллюстрируется рис. 140, показывающим разность  $\Delta m$  звездных величин двух звезд —  $\zeta$  и  $\epsilon$  Персея, — расположенных на небе рядом, но одна из них —  $\zeta$  Персея — очень далекий сверхгигант (B1 Ib), а другая —  $\epsilon$  Персея — близкий карлик (B0, 5 V). Их температуры приблизительно одинаковы, так что разность  $\Delta m = \zeta - \epsilon$  должна держаться на одном уровне с небольшой тенденцией к уменьшению в сторону длинных волн. Однако рисунок показывает, что в фиолетовой и ультрафиолетовой областях эта разность становится очень большой. Ход  $\Delta m$  с  $\lambda$  немонотонный, что связано с включением новых полос проводимости у рассеивающих частиц, а в области 1200—1100 Å включаются также молекулярные и атомные источники рассеяния.

Показатели цвета, взятые по излучению в различных участках спектра вместе с шестицветной колориметрией звезд (КПА 374), также приводят к зависимости межзвездного ослабления света от длины волны приблизительно пропорционально  $\lambda^{-1}$ .

#### ПРАКТИЧЕСКОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОБЩЕГО ОСЛАБЛЕНИЯ СВЕТА В ЗАДАННОМ НАПРАВЛЕНИИ

Что касается общего ослабления света в том или ином участке спектра, то оно выводится из сопоставления различных звездноастрономических данных, например, из сравнения значений абсолютной величины звезды  $M$ , полученных по спектру (см. § 8) и по измеренному каким-либо способом рассеянию. Применяя к межзвездному ослаблению уже знакомое нам понятие оптической толщины

$$\tau = \int_0^r k' \rho ds \quad (26.8)$$

( $k'$  — коэффициент ослабления, рассчитанный на 1 г вещества), в которой происходит ослабление в

$$e^{-\tau} \text{ раз,}$$

и беря средние значения  $k'$  и  $\rho$ , находим интенсивность света звезды

$$I = I_0 e^{-\bar{k}' \bar{\rho} r}, \quad (26.9)$$

в зависимости от неослабленной интенсивности  $I_0$ . Такие же изменения претерпевают поток и его плотность, т. е. освещенность от звезды на поверхности Земли. Поэтому блеск звезды будет ослаблен на величину  $\Delta m = Ar$ , где

$$A = 2,5 \bar{k}' \bar{\rho} \lg e \quad (26.10)$$

выражает ослабление на единице расстояния. В качестве последней берут обычно 1 кпк=1000 пк, для чего соответственно увеличивают коэффициент  $\bar{k}'$ .

Итак, неискаженная звездная величина звезды была бы

$$m_0 = m - Ar, \quad (26.11)$$

где  $m$  — наблюдаемая звездная величина. Применим теперь формулу (10.30) КПА для нахождения абсолютной звездной величины

$$M = m_0 + 5 - 5 \lg r, \quad (26.12)$$

так как  $\pi = 1/r$ , а  $r$  здесь должно быть выражено в парсеках. С учетом этого обстоятельства подставляем выражение  $m_0$  из (26.11) в (26.12):

$$M = m + 5 - 5 \lg r - \frac{Ar}{1000}. \quad (26.13)$$

Если  $M$  известна из спектральных характеристик звезды, а  $r$  определено каким-либо из известных в астрономии методов (конечно, не спектральным), то  $A$  легко определяется.

Выводимое в настоящее время в звездной астрономии значение  $A_{pg}$  в среднем лежит в пределах от  $0,7^m$  до  $1,0^m$ . Оно значительно больше в направлениях, близких к галактической плоскости, где достигает в среднем  $2,0^m$ , но в иных направлениях может быть гораздо меньше, например  $0,4^m$ . Разнообразие значений  $A$  соответствует тому факту, что пыль не лежит в нашей звездной системе некоторым сплошным слоем, а располагается отдельными сгущениями — облаками. Для правильного учета ослабления света звезд, производимого пылью, лучше всего пользоваться приблизительным постоянством отношения

$$\gamma = \frac{\text{общее поглощение } A}{\text{избыток цвета } E}, \quad (26.14)$$

так как избыток цвета  $E$  — величина, сравнительно легко определяемая путем наблюдений. Именно наблюдения дают отношение

$$\gamma = \frac{A_v}{E_{B-V}} = 3,0 \pm 0,2, \quad (26.15)$$

где  $A_v$  — общее поглощение в визуальных лучах. Для поглощения в фотографических лучах  $A_{pg}$ :

$$\gamma = \frac{A_{pg}}{E} = 4,2 \pm 0,2. \quad (26.16)$$

К сожалению, оба приведенных значения  $\gamma$  сильно изменяются от одного места Млечного Пути к другому. Здесь  $E$  — избыток цвета в интернациональной системе показателей цвета.

Каких крайних значений могут достигать значения  $E$  и  $A$  в отдельных направлениях, видно из следующего примера. Неподалеку от  $\gamma$  Суг обнаружена звезда (VI Суг 12), спектр которой B5 Ia. Фотометрические измерения ее дали  $B-V = +3,01^m$ ,  $U-B = +1,69^m$ ,  $U = +16,3^m$ . Нормально звезда B5 имеет  $B-V = -0,3^m$  (КПА, рис. 201)

Следовательно, избыток цвета  $B-V$  равен  $3,3^m$  и по формуле (26.15) полное визуальное поглощение  $A_v \approx 10^m$ ! Если бы не это поглощение, рассматриваемая звезда была бы почти столь же яркой ( $1,4^m$ ), как Де-неб —  $\alpha$  Лебеда ( $V=1,26^m$ ).

### ОБЛАЧНАЯ СТРУКТУРА ПЫЛЕВОЙ СРЕДЫ В ГАЛАКТИКЕ

В данном случае между нами и этой звездой легло плотное облако пыли или несколько таких облаков (расстояние до звезды достаточно велико — свыше 1000 пк). Если бы эти облака были расположены близко к нам, они в очень большой степени заслоняли бы свет звезд, лежащих за ними, и на месте облаков мы увидели бы черные «провалы» на звездном поле, что и наблюдается часто на ярком фоне Млечного Пути, например, на рис. 138, в виде темных туманностей (см. также рис. 141). Далекие темные туманности, естественно, не выделяются хорошо, так как ближе их располагаются звезды достаточно многочисленные, чтобы общий звездный фон заметным образом не нарушался. Все же тонкий анализ подсчета числа звезд в областях, экранированных пылевыми облаками, сравнительно с неэкранированными дает возможность установить наличие таких облаков даже на больших расстояниях — до 600—700 пк. Подобные и другие способы дали возможность установить, что средний размер облаков космической пыли в нашей звездной системе составляет 15 пк (поперечник), а расстояние между ними 40 пк. Вблизи галактической плоскости они занимают около 7 % пространства и на протяжении 1 кпк луч зрения встречает примерно 9—10 облаков, так что в среднем каждое облако поглощает около  $0,2^m$  (в фотографических лучах).

Чтобы установить плотность пыли в облаке и общую его массу, необходимо ответить на поставленный выше вопрос — какова природа космических пылевых частиц? Из рис. 139 видно, что наблюдаемый за-

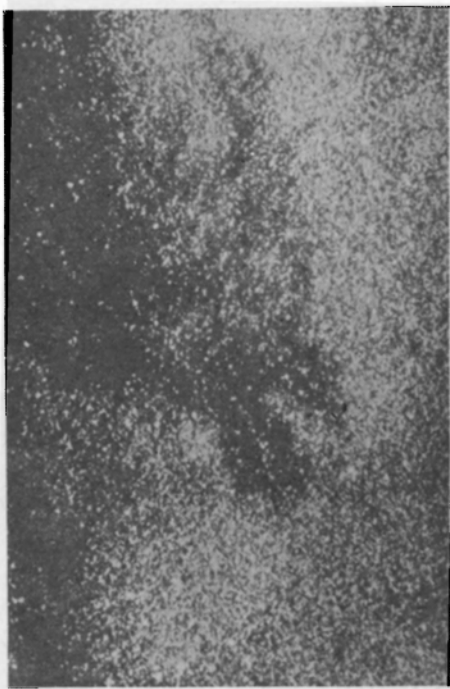


Рис. 141. Типичная плотная темная туманность. Фотография получена в инфракрасных лучах, и, несмотря на это, экранирование звезд поля почти полное, особенно слева вверху, где видны лишь близкие звезды и немногие сильно ослабленные гиганты, лежащие за облаком. Фотографированная область находится на границе созвездий Скорпиона и Стрельца ( $\alpha=17^h 49^m$ ,  $\delta=-30,2^\circ$ ; 1900,0)



кон зависимости ослабления от длины волны ( $\sim \lambda^{-1}$ ) осуществляется лишь в сравнительно узком интервале размеров частиц — диаметром около  $10^{-5}$  см = 0,1 мкм, причем и диэлектрические и металлические частицы ведут себя одинаково и указывают на плотность несколько ниже  $10^{-28}$  г/см<sup>3</sup>, если ослабление достигает 1<sup>м</sup> на 1 кпк. Фактически в каждом облаке ослабление по крайней мере на порядок выше (0,2<sup>м</sup>: 0,015 кпк), поэтому облака имеют плотность не менее  $10^{-25}$  г/см<sup>3</sup>, а средняя масса пылевого облака порядка трех солнечных масс. Существуют облака значительно больших размеров; их масса может достигать сотни и более солнечных масс. Наблюдаются также облака очень малых размеров, дающие ослабление от 1,5<sup>м</sup> до 5,0<sup>м</sup> и даже до 10<sup>м</sup>. Это так называемые *глобулы* — маленькие темные пятнышки на блестящем фоне газовых туманностей. Они имеют приблизительно округлую форму и размеры всего лишь 0,5—0,05 пк. Конечно, в них плотность пыли значительно выше: от  $5 \cdot 10^{-23}$  до  $5 \cdot 10^{-20}$  г/см<sup>3</sup>, но масса пыли в глобуле, как нетрудно подсчитать, оказывается небольшой, от 0,5 до 35  $M_{\odot}$ .

Не так давно было обнаружено несколько звезд, дающих сильное инфракрасное излучение, но чрезвычайно слабых в видимых и фотографических лучах, что дало повод оценить их температуру в 1000 К или еще меньше (это так называемые NML-объекты в Лебедь, Тельце и др.). При тщательном анализе выяснилось, что это нормальные звезды М6 III или С, но их излучение испытывает особенно сильное поглощение (скорее всего в околосредней материи), которое ослабляет в десятки тысяч раз оптическое излучение, мало затрагивая инфракрасное. В таких условиях звезда Бетельгейзе ( $\alpha$  Ориона), у которой блеск  $V=0,42^m$ ,  $K=-4,00^m$  ( $\lambda_i=2,2$  мкм),  $N=-4,76^m$  ( $\lambda_i=10$  мкм), имела бы  $V=13,92^m$  (!),  $K=-2,73^m$  и  $N=4,46^m$ . Звезда  $\chi$  Лебедя (Cygni) с  $V=12,61^m$  в минимуме имела бы  $V=26,11^m$  и  $K=0,07^m$ ,  $N=-3,07^m$ . Стоит отметить, что большое темное облако, видимое на фоне Млечного Пути невооруженным глазом и именуемое «Угольным мешком» (таких известно несколько; особенно в созвездиях Южного Креста и Лебедя), зияет чернотой на фотографиях, но общее ослабление в нем всего лишь около 1,5<sup>м</sup>, а плотность пылевой материи  $3 \cdot 10^{-24}$  г/см<sup>3</sup>.

Особая форма существования пыли обнаружена недавно по инфракрасному излучению вокруг двух звезд — Веги и Фомальгаута ( $\alpha$  Ю. Рыбы) — в виде пылевого кольца. Обе эти звезды близки к нам, можно думать, что явление это не столь уж исключительное. Оно отражает какой-то этап образования звезд из межзвездного вещества.

Хотя пылевое вещество располагается в виде сгущений — облаков, в промежутках между ними пылевое вещество все же присутствует, так как в направлениях, свободных от облаков космической пыли, вдоль галактической плоскости ослабление достигает 0,4<sup>м</sup> на килопарсек. Это указывает на плотность пылевого вещества около  $10^{-27}$  г/см<sup>3</sup>, а средняя плотность ее вблизи галактической плоскости оценивается в  $1,4 \cdot 10^{-25}$  г/см<sup>3</sup>.

## РАСПРЕДЕЛЕНИЕ МЕЖЗВЕЗДНОЙ ПЫЛИ В ГАЛАКТИКЕ

Простираание космической пыли по обе стороны от основной плоскости Млечного Пути ограничено. Это заключение с необходимостью вытекает из видимого распределения на небе внегалактических туманностей (см. начало главы VII); в самом Млечном Пути они не встречаются, не встречаются они и на угловых расстояниях до  $10^\circ$  по обе стороны от основной линии Млечного Пути (т. е. от галактического экватора), а на больших галактических широтах встречаются во все возрастающем числе, достигая наибольшей плотности (т. е. числа туманностей на единицу площади) в полюсах Млечного Пути. Пояс вдоль Млечного Пути, где не видны вовсе внегалактические туманности (за исключением 4—5 небольших площадок — «окон прозрачности»), называется «зоной избегания». Схематично можно представить себе зону избегания как результат очень большого оптического пути в межзвездной пыли, так как в направлении своей основной плоскости Млечный Путь имеет особенно большое простираание. Но, кроме того, ослабление света на 1 кпк в направлении Млечного Пути и перпендикулярно к нему очень разное, во втором случае раза в три меньше, чем в первом. Следует представлять себе поэтому, что межзвездная пыль — в виде ли облаков или сплошного субстрата — становится все более раз-

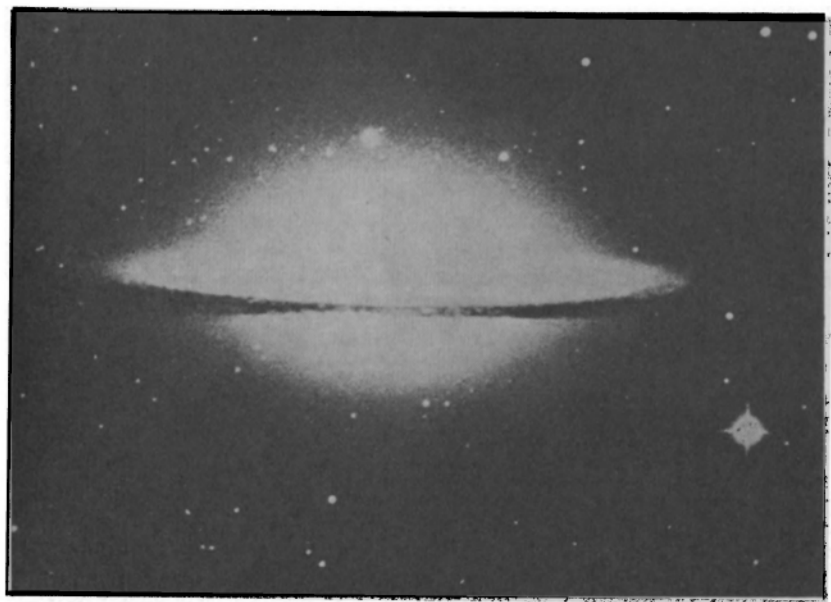


Рис. 142. Одна из спиральных галактик NGC 4594, видимая «с ребра» (т. е. наблюдатель находится в плоскости симметрии Галактики далеко от нее). Хорошо видна полоса темного вещества, концы гризующегося к основной плоскости

реженной по мере удаления от галактической плоскости. Схематически можно себе представить, что ее плотность с удалением от галактической плоскости падает экспоненциально, так же как плотность земной атмосферы с высотой.

У самих полюсов Галактики ослабление света, приходящего от внегалактических туманностей, составляет около  $0,5^m$ : такова оптическая полутолщина пылевой составляющей нашей Галактики. В направлении, образующем угол  $b$  с плоскостью Галактики, ослабление света составит  $0,5^m \operatorname{cosec} b$  (ср. § 17 КПА), но вблизи  $b=0$  оно, конечно, не равно бесконечности ввиду конечного простирания Галактики. Все же оно огромно в направлении на центр Галактики для фотографической области спектра (не менее, чем  $10^4$  раз). Фотографии других галактик (см., например, рис. 142), видимых «с ребра», подтверждают сильную концентрацию пылевого темного вещества к основной плоскости галактики.

Изложенный материал не дает еще ответа на вопрос о природе космических пылевых частиц. Чтобы иметь такой ответ, необходимы наблюдательные данные иного рода.

### СВЕТЛЫЕ ПЫЛЕВЫЕ ТУМАННОСТИ

Для этой цели мы рассмотрим сейчас *светлые пылевые туманности*, именуемые еще *отражательными*. Второе свое название они получили от того, что по соседству с такой туманностью можно отыскать звезду, спектр которой в точности воспроизведен в спектре туманности. Диффузное вещество не может самостоятельно светиться как звезда, представляющая собой самостоятельный источник энергии с огромной оптической толщиной поверхностных слоев, надежно прикрывающих горячие недра. Но пылевое облако может *отражать* свет близко расположенной звезды.

Все диффузные светящиеся объекты нашей звездной системы — галактические туманности — по своему спектру разделяются на два класса: 1) туманности, имеющие в спектре эмиссионные линии, свидетельствующие о самостоятельном свечении газов; при этом наблюдается также и непрерывный спектр; 2) туманности, имеющие чисто звездный спектр. В обоих случаях почти всегда отыскивается звезда — виновница свечения, пространственно близкая к туманности. В первом случае такая звезда всегда горячая — спектральных классов  $O$  —  $B_0$ , но не позже  $B_0$ . Во втором случае это звезды  $B_1$  —  $A$ , но не раньше  $B_1$ . В первом случае горячая звезда не только освещает туманность, но и вызывает свечение находящихся в ней газов, во втором случае она способна только освещать пылевые массы.

При этом свет звезды, проникая в пыль, естественно рассеивается и поглощается, т. е. ослабляется до такой степени, что создаваемое им освещение становится на некотором расстоянии от звезды неуловимым с наблюдательными средствами астрономии — отражательная туманность «кончается». Пусть это будет на угловом расстоянии  $\alpha'$

от звезды. Теория указывает \*) на такую связь между видимой звездной величиной  $m_*$  освещающей звезды, значением  $a'$  (в минутах дуги) и альбедо  $A$  пылевых частиц туманности:

$$m_* + 5 \lg a' = \frac{5}{2} \lg A + 11,60^m, \quad (26.17)$$

а наблюдения привели Хаббла к зависимости

$$m_* + 5 \lg a' = +11,02^m. \quad (26.18)$$

Из сопоставления формул (26.17) и (26.18) следует, что у космической пыли

$$A = 0,6. \quad (26.19)$$

Здесь под альбедо  $A$  следует понимать долю рассеяния в общем ослаблении света частицами туманности. Такое высокое значение  $A$  встречается у диэлектриков, таких, например, как снег, лед (диэлектрическая постоянная около 2), и не встречается у металлов, например, у железа, серебра и т. п. Заслуживает рассмотрения такое вещество, как графит, занимающий по электропроводности положение, среднее между металлами и диэлектриками \*\*). При размерах пылинок около  $a=0,1$  мкм графит может объяснить и общее ослабление света в межзвездном пространстве, и закон ослабления  $\lambda^{-1}$ , но высокое отражение от светлых туманностей графитовые частицы могут обеспечить только в том случае, если на них есть отложения льда.

Нужно отметить, что из априорных соображений и ледяные и графитовые пылинки в межзвездном пространстве одинаково правдоподобны, так как они состоят из элементов, широко распространенных во Вселенной, H, O, C. Как мы увидим дальше, молекула воды  $H_2O$  также встречается в межзвездном пространстве. Да и понятие льда можно толковать широко, включая в него другие простейшие молекулы из тех же элементов, а также азота.

Хотя пыль не может самостоятельно светиться в оптическом диапазоне, она может переизлучать излучение звезды или звезд, если они окружены плотной пылевой завесой. В этом случае звезда нагревает пылевые частицы до температур 300—500 К и они начинают излучать в инфракрасном диапазоне. Лабораторные эксперименты показали, что силикатные пылинки излучают при 18 и 10 мкм в результате сильных колебаний в кристаллических решетках Si—O и Si—O—Si. И действительно, такие эмиссии наблюдаются у некоторых газопылевых туманностей. Если же инфракрасное излучение проходит через

\*) См., например, *Амбарцумян В. А.* и др. Теоретическая астрофизика. — М.: Гостехиздат, 1952. — С. 593, где, однако, рассматривается случай  $A=1$ . Фактически медленное падение яркости туманности с увеличением расстояния от освещающей звезды позволяет думать, что в формуле (26.17) множитель при  $\lg A$  приблизительно вдвое больше, а тогда значение альбедо может быть порядка 0,3 или несколько более.

\*\*) Электрическое сопротивление графита равно приблизительно  $3,5 \cdot 10^{-3}$  Ом·см<sup>3</sup>, руту  $0,1 \cdot 10^{-3}$ , тогда как у серы оно равно  $10^{11}$  Ом·см<sup>3</sup>.

холодную силикатную пыль, то в тех же длинах волн будет наблюдаться поглощение. Оно и наблюдается у многих космических объектов, особенно же в направлении на галактический центр, вдоль которого визуальное поглощение оценивается в 27—30 звездных величин.

Открытый в ультрафиолетовой области спектра скачок поглощения около 1220 Å (см. рис. 140) воспроизводится в лаборатории нагреванием кусочка каменного метеорита — углистого хондрита — в атмосфере  $H_2$  и  $C_2$ .

Таким образом, мы располагаем убедительными свидетельствами в пользу существования межзвездной пыли из силикатов, в том числе и металлосиликатов, таких как  $MgSiO_3$  или  $MgFeSiO_3$ , что естественно при большой космической распространенности всех входящих сюда элементов (см. таблицу 15 на с. 236), поэтому образование указанных молекул и последующее объединение их в минеральные зерна вполне возможно.

Кроме того, широкие полосы поглощения в длинах волн 4430 (особенно заметна!), 4760, 4840, 6180 Å (см. таблицу 16 на с. 326) в спектрах далеких звезд могут происходить в результате перестройки кристаллической решетки при переходе иона железа в ион окиси железа.

По-видимому, силикатные пылинки могут образовываться лишь там, где отношение элементов  $O : C$  велико, там же, где преобладает углерод, возникают графитовые зерна. Для образования графитовых пылинок субмикроскопических размеров подходящим местом могут быть атмосферы холодных углеродных звезд класса N при пульсационных понижениях температуры ниже 2700 K. Световое давление способствует удалению «графитовой сажи» из атмосферы звезды.

Наилучшее соответствие по длине волны между астрономической экстинкцией в области 1—10 мкм и теорией получается для смеси силикатных частиц  $r_{st}=0,07$  мкм и графитовых  $r_g=0,065$  мкм в сравнимых количествах (но роль графита в ослаблении света раз в пять больше). Связь с длиной волны получается такой же, как и у графитовых частиц с ледяной коркой. Однако отложение льда на графитовых зернах происходит лишь при очень низких температурах (см. ниже, § 29).

## СВЕТОВОЕ ДАВЛЕНИЕ НА ПЫЛЕВЫЕ ЧАСТИЦЫ

Световое давление, оказываемое на пылевые частицы, может быть весьма эффективным. Оно пропорционально количеству поглощенной или рассеянной энергии, но коэффициенты пропорциональности для этих случаев будут разными, так как при поглощении в е с импульс поглощенного кванта  $\frac{h\nu}{c}$  сообщается частице, а при рассеянии — лишь часть его. Так как поток поглощаемых квантов  $E$  изменяется обратно пропорционально квадрату расстояния от звезды, так же как и сила притяжения, то отношение светового отталкивания и гравитационного притяжения одинаково для частиц данного рода, независимо от расстояния. Сила светового давления определяется формулой

$$P = V(\alpha) \frac{\pi a^2 E}{c}, \quad (26.20)$$

где  $V(\alpha)$  — функция, аналогичная  $Q(\alpha)$ , характеризует поперечное сечение частиц для светового давления. Для больших частиц  $V(\alpha)$  стремится к 1, а не к 2, как  $Q(\alpha)$ , потому что дифрагированный свет распространяется практически в том же направлении, что и входящий, и не дает импульса в прямом направлении, а лишь «отдачу» в обратном.

Звезда, излучающая по закону Планка  $E(\lambda, T)d\lambda$  и имеющая радиус  $R$ , создает на расстоянии  $r$  освещенность  $E(\lambda, T)R^2d\lambda/r^2$  и световое давление

$$P = \frac{\pi a^2 R^2}{cr^2} \int_0^\infty E(\lambda, T) V(\alpha) d\lambda. \quad (26.21)$$

В той же точке притяжение частицы, если масса звезды есть  $M$ , будет равно

$$f = \frac{4}{3} \pi a^3 \rho G \frac{M}{r^2}. \quad (26.22)$$

( $G$  — гравитационная постоянная). Отношение обеих сил:

$$\frac{P}{f} = \frac{3R^2}{4a\rho G M_c} \int_0^\infty E(\lambda, T) V(\alpha) d\lambda. \quad (26.23)$$

Для крупных частиц ( $\alpha \gg 1$  для всех  $\lambda$ , эффективно излучаемых звездой,  $V(\alpha) = 1$ ) это отношение равно

$$\frac{P}{f} = \frac{5,6 \cdot 10^{-5}}{a\rho} \frac{L}{L_\odot} \frac{M_\odot}{M}. \quad (26.24)$$

Если  $\rho \approx 1$  и  $a \approx 0,1$  мкм, то у Солнца  $\frac{P}{f} \approx 5$ . В данном случае можно получить лишь порядок, так как при таком  $a \approx 1$  и формула (26.24) неточна.

## МЕЖЗВЕЗДНАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ СВЕТА ЗВЕЗД

Последнее явление, которое может служить для выяснения природы межзвездных пылевых частиц, это *поляризация света звезд* \*), обнаруженная сравнительно недавно (в конце 40-х годов) в результате точных фотоэлектрических измерений (см. КПА 384—388). Блеск многих звезд, особенно удаленных с резко выраженными признаками покраснения в межзвездной пыли, оказывается различным в разных плоскостях относительно светового луча. При вращении поляризационного анализатора перед ФЭУ по позиционному углу наблюдается усиление и ослабление интенсивности, что приводит к различию блеска до нескольких сотых звездной величины, но в отдельных случаях оно превосходит  $0,1^m$ , а у звезды в Лебеде, описанной выше (с. 318), оно достигает  $0,22^m$ . Еще у одной звезды в Лебеде (NML Cyg) в  $\lambda = 658$  мкм поляризация равна  $0,24^m$ . В описанных случаях она возникает скорее всего в околозвездных пылевых облаках, а не в межзвездном пространстве.

\*) Существует также поляризация света отражательных туманностей, но ее использование для выяснения природы частиц туманности связано с большими трудностями, особенно при большой протяженности туманности по лучу зрения.

Поляризацию света звезд выражают формулой (КПА 382)

$$P = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}, \quad (26.25)$$

или в звездных величинах

$$\Delta m_p = 2,5 \lg \frac{I_{\max}}{I_{\min}}. \quad (26.26)$$

Для полной характеристики межзвездной поляризации нужно еще указывать положение плоскости поляризации, определяемое обычно позиционным углом того направления, где электрический вектор электромагнитной волны достигает максимума.

### ОРИЕНТИРОВАНИЕ МЕЖЗВЕЗДНЫХ ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ МАГНИТНЫМИ ПОЛЯМИ

В силу соображений симметрии, поляризация света звезд не может возникнуть при рассеянии на сферических частицах. Она может появиться при рассеянии на вытянутых и одинаково ориентированных частицах.

Наиболее простое объяснение одинаковой ориентации пылевых частиц в космических облаках лежит в воздействии упорядоченных межзвездных магнитных полей на ферромагнитные частицы. Существование таких полей подтверждается рядом явлений, с которыми мы встретимся и дальше. Частица в направлении своей большей оси, как правило, ослабляет свет сильнее, чем в направлении меньшей. Игольчатые кристаллы из таких ферромагнетиков, как  $\text{Fe}_3\text{O}_4$ ,  $\text{MgFe}_2\text{O}_4$ , рассеивающих сильнее, чем ледяные кристаллы, выстраиваются вдоль магнитных силовых линий даже в слабом магнитном поле порядка  $10^{-5}$  Э. Впрочем, поле должно быть больше, так как упорядочение частиц все время разрушается столкновениями их при тепловом движении. Чтобы этого не происходило, нужна очень низкая температура межзвездного вещества — около 10 К, что справедливо лишь в отношении пылинок, а не электронов и атомов.

Пылинки из  $\text{MgFeSiO}_3$  тоже ферромагнитны. Если они имеют приблизительно цилиндрическую форму, то и ориентировка и поляризация света в зависимости от длины волны, вычисленные теоретически, согласуются с тем, что реально наблюдается. В то же время графитовые частицы не поддаются ориентировке, за исключением крупных частиц, которые, по-видимому, не встречаются.

Правдоподобный механизм ориентировки частиц можно найти в явлении парамагнитной релаксации. Весьма малая парамагнитная частица в межзвездном пространстве под воздействием ударов от быстрых электронов приходит в быстрое вращение (до  $10^9$  рад/с). Если ось вращения наклонена к силовым магнитным линиям, то на частицу действует высокочастотное магнитное поле, в результате чего появляется диссипация энергии вращения, ось вращения испытывает момент, по-

ворачивающий ее параллельно полю. Естественно, что длиннейшее измерение частицы оказывается перпендикулярным к направлению поля, а кратчайшее расположено вдоль него. Если мы будем смотреть в направлении, перпендикулярном к силовым линиям, то в плоскости, их содержащей, колебания в световом луче будут ослаблены меньше, чем в плоскости перпендикулярной (рис. 143). При наблюдении поляризации света звезд в спиральных (предположительно) рукавах Млечного Пути перпендикулярно к рукаву (например, в созвездии Персея) направления поляризации у разных звезд согласуются и совпадают с направлением рукава, а вдоль рукава (например, в созвездии Лебедя) эти направления хаотичны (см. рис. 164). В первом случае работает систематическое магнитное поле спирального рукава (см. ниже, с. 391), а во втором случае — разные случайные магнитные поля. Напряжение магнитного поля, достаточное для описанного механизма при электронной температуре около 10 000 К, равно  $10^{-5}$  Э.

Итак, хотя все рассмотренные явления, связанные с межзвездной пылью, не привели нас к однозначному ответу о природе пылевых частиц, область выбора между ними оказывается в наши дни достаточно узкой.

Заметим, наконец, что очень малые частицы — крупные молекулярные комплексы размером около  $10^{-7}$  см — оказываются эффективными поглотителями видимого света за счет переноса электронов на многочисленные высшие энергетические уровни, оставшиеся незаполненными. Если действует этот механизм, то плотность межзвездной пыли и общую массу придется значительно снизить против ранее приведенных значений. Больших оснований для этого пока не видно.

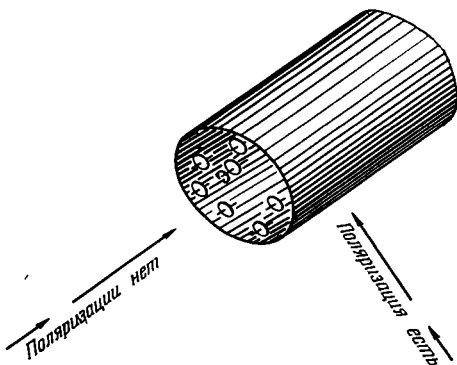


Рис. 143. Схема, поясняющая поляризацию света парамагнитными частицами в магнитном поле

## § 27. ГАЗОВАЯ СОСТАВЛЯЮЩАЯ МЕЖЗВЕЗДНОЙ СРЕДЫ

### МЕЖЗВЕЗДНЫЕ СПЕКТРАЛЬНЫЕ ЛИНИИ Ca, Na И ДРУГИХ ЭЛЕМЕНТОВ И МОЛЕКУЛ

В начале текущего столетия в астрономии не имелось систематических доказательств существования межзвездной материи, кроме отдельных ее сгущений в форме туманностей. Поэтому большую важность представило открытие в 1904 г. Гартманом в спектре спектрально-двойной звезды  $\delta$  Ori стационарной линии поглощения К (CaII) и правильное ее истолкование как линии, образующейся в результате поглощения



Таблица 16

Межзвездные линии поглощения, наблюдаемые в оптических спектрах далеких звезд ( $\text{\AA}$ )

Атомные линии	Молекулярные линии	Диффузные линии неидентифицированные
$\left. \begin{array}{l} 3302,4 \\ 3303,0 \end{array} \right\} \text{NaI}$ $\left. \begin{array}{l} 5890,0 \\ 5895,9 \\ 7664,9 \end{array} \right\} \text{NaI}$ $\left. \begin{array}{l} 7699,0 \\ 4226,7 \end{array} \right\} \text{KI}$ $\left. \begin{array}{l} 3933,7 \\ 3968,2 \end{array} \right\} \text{CaII}$ $\left. \begin{array}{l} 3073,0 \\ 3229,2 \\ 3242,0 \\ 3283,8 \end{array} \right\} \text{TiII}$ $\left. \begin{array}{l} 3719,9 \\ 3859,9 \end{array} \right\} \text{FeI}$	$\left. \begin{array}{l} 4300,3 \\ 3890,2 \end{array} \right\}$ $\left. \begin{array}{l} 3886,4 \\ 3878,8 \\ 3143,2 \end{array} \right\} \text{CH}$ $\left. \begin{array}{l} 3875,8 \\ 3874,6 \\ 3874,0 \end{array} \right\} \text{CN}$ $\left. \begin{array}{l} 3579,0 \\ 4232,6 \\ 3957,7 \end{array} \right\} \text{CH}^+$ $\left. \begin{array}{l} 3745,3 \\ 1290-1520 \text{ CO} \\ 1047-1054 \text{ H}_2 \end{array} \right\}$	$4430,6$ (эквивалентная ширина до $20\text{\AA}$ ) $4760$ $5780,5$ $5797,1$ $6203,0$ $6270,0$ $6283,9$ (эквивалентная ширина до $6\text{\AA}$ ) $6613,9$ (эквивалентная ширина до $4\text{\AA}$ )

света ионами  $\text{CaII}$ , находящимися между звездой и земным наблюдателем.

В самом деле, в то время как все звездные линии  $\delta$  Ogi испытывали периодические колебания, связанные с орбитальным движением, линия К, тонкая и резкая, неизменно оставалась на одном и том же месте спектра. Такая же картина наблюдалась впоследствии в сотнях случаев, в том числе у  $\beta$  Lyr, как это видно в сопоставлении ее спектров на рис. 98. Первоначально делались предположения, что стационарная линия К — околосредного происхождения и возникает в газовой оболочке, окружающей всю спектрально-двойную систему. Хотя такая возможность вообще не исключена, межзвездное происхождение линии К стало бесспорным после того как выяснилось, что статистически интенсивность линии К в звездах ранних спектральных классов тем больше, чем больше расстояние до звезды, в спектре которой линия наблюдается. Вообще она тонка, но у некоторых особенно далеких звезд становится довольно интенсивной, так что эквивалентная ширина больше  $1\text{\AA}$  встречается нередко. Теория линий поглощения указывает, что в подобном случае между звездой и наблюдателем должно быть не менее  $10^{15}$  ионов  $\text{CaII}$  в столбе с поперечным сечением  $1\text{ см}^2$ . При расстоянии  $300_{\text{пк}}$ , т. е.  $10^{21}$  см, это требует плотности  $10^{-8}$  ионов в  $1\text{ см}^3$ , что вполне допустимо для элемента, сравнительно мало распространенного в природе (см. § 19, таблицу 15). Поскольку вторая линия кальциевого дублета — H — близка к водородной линии  $\text{H}_\delta$ , весьма интенсивной у очень многих звезд, ее, как межзвездную, обычно не наблю-

дают (см., однако, рис. 144, справа). Та же причина объясняет, почему межзвездная линия К обычно наблюдается только у звезд ранних спектральных классов. У звезд поздних классов, начиная с F, всегда имеется сильная собственная линия К. Но при большой дисперсии спектра, например, 3—5 Å/мм, и различии лучевых скоростей звезды и облаков CaII, в которых образуется межзвездная линия К, последняя, будучи смещенной, должна проектироваться на крыло звездной линии К, что и наблюдается в спектрах достаточно далеких звезд (например, у  $\delta$  Cep).

Вскоре после открытия линии К в спектрах горячих далеких звезд были обнаружены межзвездные линии  $D_1$  и  $D_2$  Na I — натриевый дублет, а затем был найден еще ряд линий явно межзвездного происхождения. Они сведены в таблице 16.

Если оставить в стороне линии последней колонки таблицы, то характерным отличием остальных — атомных и молекулярных — от звездных линий служит крайне незначительная их эквивалентная ширина, что вызвано, во-первых, малым числом поглощающих атомов и, во-вторых, малой скоростью их теплового движения (низкая температура!).

У линий третьего столбца таблицы 16 источник неизвестен. Особенно хорошо исследована широкая линия  $\lambda$  4430,6, которая имеет наибольшую ширину у звезд с сильным избытком цвета. Весьма возможно, что эти линии возникают в результате отложения некоторых молекул вида  $HC_N$  на поверхности твердых пылинок.

## ГАЗОВЫЙ ГАЛАКТИЧЕСКИЙ СУБСТРАТ

Вернемся к атомным и молекулярным линиям. Их хорошая корреляция с расстоянием до звезды \*) породила идею равномерного распределения *галактического субстрата* из атомов Ca, Na и др. в основной плоскости Галактики, что получило подтверждение и в наблюдениях галактического вращения.

Наблюдаемые с Земли *лучевые скорости* звезд, вследствие дифференциального вращения Галактики, содержат вращательную компоненту, равную в первом приближении

$$\Delta v_r = Ar \sin 2(l - l_0), \quad (27.1)$$

а если звезда находится не точно в плоскости Галактики, а на галактической широте  $b$ , то в правой части формулы добавляется еще фактор  $\cos^2 b$ . В формуле (27.1)  $l$  есть долгота звезды,  $l_0$  — долгота центра Галактики, а  $r$  — расстояние звезды от наблюдателя;  $A$  — постоянная галактического вращения, близкая к 15 км/с на килопарсек расстояний  $r$ . В настоящее время общепринятой стала система галактических

\*) Если обозначить через  $K$  выраженную в мкм эквивалентную ширину межзвездной линии К, а через  $D$  — полусумму эквивалентных ширин линий  $D_1$  и  $D_2$  в межзвездном дублете натрия, то расстояние до звезды приближенно определяется из равенства  $r(\text{пк}) = 2,66 K = 1,39 D$ .

координат  $l^I$  и  $b^I$ , в которой долгота  $l_0^I = 0$ . Связь со старой системой такова:  $l^I = l^{II} - 33^\circ$ , если  $b \approx 0$ .

Таким образом, у группы звезд, приблизительно одинаково удаленных от Солнца, вдоль всего пояса Млечного Пути в лучевых скоростях наблюдается двойная волна с амплитудой 15 км/с, которая

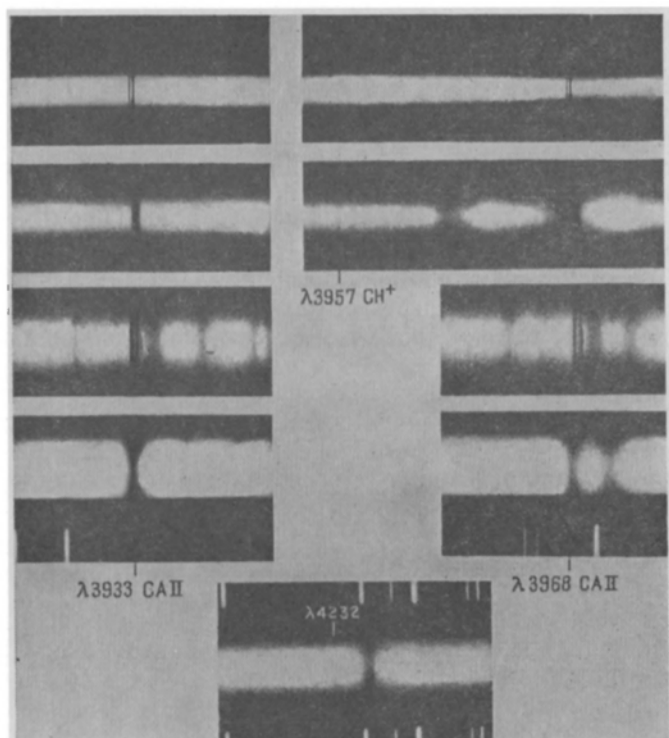


Рис. 144. Межзвездные линии в спектрах некоторых далеких звезд (сверху вниз):  $\zeta$  Oph, P Cyg,  $\nu$  Sgr,  $\alpha$  Cyg. Слева показана область линии H Call  $\lambda$  3968. Внизу отдельно область линии  $\text{CH}^+$   $\lambda$  4232 у  $\nu$  Sgr

принимает нулевые значения при  $l = l_0$ ,  $l = l_0 + 90^\circ$ ,  $l = l_0 + 180^\circ$ ,  $l = l_0 + 270^\circ$ . Такая же двойная волна, но с половинной амплитудой, наблюдается в лучевых скоростях межзвездных линий этих же звезд. Отсюда вывод — эффективное расстояние до облаков межзвездного кальция или натрия равно половине расстояния до звезды, в спектре которой видны эти линии.

Все же идею сплошного галактического субстрата пришлось отбросить, когда применили высокие спектральные дисперсии и оказалось, что во многих случаях межзвездная линия K или D, если она сильная, складывается из нескольких — двух, трех, четырех и даже пяти составляющих, что указывает на существование вдоль луча зрения не-

скольких облаков CaII или NaI, чьи абсорбции дифференцируются в спектре из-за различия скоростей по лучу зрения (рис. 144). Эти различия могут быть довольно велики — до 40—60 км/с, а одно из облаков CaII в Стрельце показывает даже скорость +96 км/с, но в общем дисперсия этих скоростей невелика. Средняя случайная собственная скорость облака составляет 10 км/с относительно окружающей его совокупности звезд или других облаков. На протяжении 1 кпк луч зрения встречается в плоскости Галактики от 8 до 12 облаков.

Из рассмотрения таблицы 16 невольно возникает вопрос: почему в межзвездном газе преобладают мало распространенные в космосе элементы и не наблюдаются сравнительно обильные H, He, C, N, O в атомной форме? Ответ таков: наблюдаемые линии соответствуют электронному переходу либо с самого низкого уровня (т. е. резонансному переходу CaII, NaI, CaI), либо с уровня, имеющего очень невысокое возбуждение (FeI и TiII и молекулярные), так что соответствующие атомы относительно многочисленны. В то же время резонансные линии водорода, гелия и т. д. находятся в далекой ультрафиолетовой области спектра. Для обнаружения межзвездного водорода необходимы заатмосферные или радиоастрономические средства.

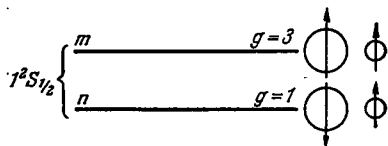
В последние годы заатмосферные спектральные наблюдения показали существование сильной межзвездной линии  $L_\alpha$  (1216 Å) в абсорбции у ряда горячих звезд, входящих в комплекс туманности Ориона. По эквивалентной ширине этой линии — от 8 до 12 Å — можно вывести, что на пути от звезды до наблюдателя лежат  $1\text{--}3 \cdot 10^{20}$  атомов H в столбе сечением 1 см<sup>2</sup>. Зная расстояние до туманности (450 пк =  $1,4 \cdot 10^{21}$  см), легко находим, что в среднем плотность водорода в данном направлении составляет 0,1 атомов/см<sup>3</sup>. Конечно, это непростая задача — отделить звездную резонансную линию  $L_\alpha$ , присутствующую почти во всех звездных спектрах, от межзвездной.

Гораздо раньше вопрос о межзвездном водороде был решен радиоастрономическими методами.

## ИЗЛУЧЕНИЕ МЕЖЗВЕЗДНОГО НЕЙТРАЛЬНОГО ВОДОРОДА НА ВОЛНЕ 21 см

Самый нижний энергетический уровень водорода  $1^2S_{1/2}$  состоит из двух подуровней —  $m$  и  $n$ , веса которых соответственно равны 3 и 1.

Рис. 145. Схема подуровней в уровне  $1^2S_{1/2}$  атома водорода. В верхнем подуровне, имеющем втрое больший вес, спины протона и электрона параллельны, а в нижнем — антипараллельны. Переход — запрещенный. Вероятность его составляет  $2,85 \cdot 10^{-15}$  с<sup>-1</sup>. Разность уровней в волновых числах равна  $0,0474$  см<sup>-1</sup>.



Верхний уровень, соответствующий немного более высокой энергии, осуществляется при параллельности спинов протона и электрона, у нижнего уровня эти спины антипараллельны (рис. 145). Соответствующая разность энергии составляет  $5,86 \cdot 10^{-6}$  эВ, так что длина волны

перехода с одного уровня на другой равна  $\lambda = 21,11$  см, а частота  $\nu = 1420,4056$  МГц. Особенность рассматриваемого перехода состоит в том, что он запрещенный, с ничтожной вероятностью перехода

$$A_{mn} = \frac{64\pi^4 \nu^3}{3hc^3} \beta_0^2 = 2,85 \cdot 10^{-15} \text{ с}^{-1}. \quad (27.2)$$

Здесь  $\beta_0 = \frac{eh}{4\pi mc}$  — боровский магнетон. Казалось бы, при столь низкой вероятности перехода (один раз в 11 млн лет) надежда наблюдать водородную линию очень мала. Но на достаточно длинном оптическом пути и в достаточно широком телесном угле в плоскости Галактики, как правило, содержится очень много водородных атомов, в среде которых общее число описанных исключительно редких переходов  $m \rightarrow n$  настолько велико, что возникающий поток и з л у ч е н и я на волне  $\lambda$  21 см оказывается доступным наблюдению современными радиоастрономическими средствами. Предсказанное в 1945—1949 гг. излучение Галактики на  $\lambda$  21 см было в 1951 г. обнаружено одновременно в трех обсерваториях. Его интенсивность соответствует плотности атомов водорода от 0,1 до 3 в 1 см<sup>3</sup>, т. е. от  $0,2 \cdot 10^{-24}$  до  $5 \cdot 10^{-24}$  г/см<sup>3</sup>, что значительно превышает плотности всех других рассмотренных нами составляющих межзвездного вещества.

Такая плотность создает на большом протяжении большую оптическую толщину и потому излучение в линии 21 см от отдаленных мест Галактики доходит до нас заметно ослабленным, а в излучении самостоятельных далеких и сильных источников радиоизлучения, например Кассиопея А, Лебедь А и даже более близкий Телец А, наблюдается линия п о г л о щ е н и я на длине волны 21 см. Радиоизлучение водорода в Галактике все же достигает Земли даже из областей Галактики, находящихся «по ту сторону» ее центра благодаря наличию дифференциального вращения Галактики, так как по частотам это излучение смещено согласно эффекту Доплера и не совпадает с частотами, поглощаемыми атомами H I, более близкими к нам.

Заметим себе прежде всего, что на частоте 1420 МГц лучевая скорость всего лишь в 30 км/с дает доплеровское смещение в 142 кГц, тогда как современная радиотехника без труда выделяет в дециметровом диапазоне полосу шириной в 1 кГц. Благодаря этому в большом числе участков неба были определены профили линии излучения  $\lambda = 21$  см, т. е. интенсивность ее в функции  $\Delta\lambda$  или  $\Delta\nu$  — отклонения наблюдаемой длины волны или частоты от канонической 1420,4056 МГц, что естественнее всего выразить в шкале лучевых скоростей по принципу Доплера. Пример подобного профиля показан на рис. 146 и 149. Наличие нескольких максимумов в профиле указывает на существование дискретных облаков сгущения водородных атомов. Величина сдвига максимума через формулу (27.1) дает расстояние до облака, а высота максимума — концентрацию атомов  $n_{\text{HI}}$ . Так была получена картина распределения н е й т р а л ь н о г о водорода в нашей Галактике с концентрациями, приведенными выше. Выяснилось, что этот

водород не очень сильно концентрируется к плоскости Галактики и даже имеет своеобразный выступ его — «отрог», выходящий из плоскости Млечного Пути около созвездий Орла и Щита до самого северного галактического полюса.

Что касается распределения водорода в самой плоскости Галактики, то здесь хорошо прослеживаются ветви спиралей (рис. 147), которые ранее подозревались по аналогии между системой Млечного Пути и другими галактиками, а затем обнаружались в расположении газовых туманностей и галактических звездных скоплений. Вместе с тем иногда распределение водорода в направлениях, отличающихся всего на  $1/2^\circ$ , бывает совершенно разным. Водород так же, как кальций и пылевая материя, располагается в пространстве отдельными беспорядочными сгущениями. Поверхностная яркость Галактики в лучах водородного излучения в тех направлениях, где это излучение испытывает сильное поглощение, позволяет сразу получить температуру межзвездного нейтрального водорода. Это яркостная температура  $T_b$ . Она лежит в пределах 40—120 К.

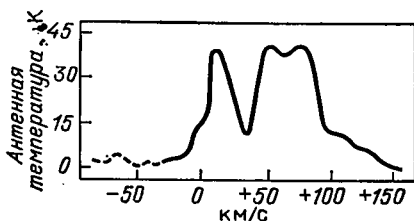


Рис. 146. Профиль водородной линии  $\lambda$  21 см в направлении на созвездие Кормы (Puppis) с галактической долготой  $245^\circ$ , т. е. под углом  $115^\circ$  к направлению на галактический центр. По оси абсцисс отложены длины волн (или частоты), выраженные в шкале лучевых скоростей согласно принципу Доплера

Обратимся к формуле (2.13). Излучение однородного газа, оптическая толщина которого есть  $\tau_\nu$ , имеет интенсивность ( $\tau$  перпендикулярном к границе слоя направлении)

$$I_\nu = B_\nu \int_0^{\tau_\nu} e^{-t_\nu} dt_\nu = B_\nu (1 - e^{-\tau_\nu}). \quad (27.3)$$

Здесь  $B_\nu$  — интенсивность излучения газа при термодинамическом равновесии. В радиодиапазоне его можно представить в форме закона Рэлея — Джинса

$$B_\nu = \frac{2kT\nu^2}{c^2}, \quad (27.4)$$

а для оценки оптической толщины  $t_\nu$  воспользоваться выражением, даваемым квантовой физикой:

$$\tau_\nu = \int_0^l k'(\nu) ds = N_1(\nu) A_{mn} \frac{g_m}{g_n} \frac{c^3}{8\pi\nu^3} \frac{h\nu}{kT}. \quad (27.5)$$

Мы обозначили через  $N_1(\nu)$  число атомов водорода в столбе длиной  $l$  с поперечным сечением  $1 \text{ см}^2$ , находящихся в самом нижнем энергетическом состоянии и обладающих скоростями по лучу зрения от  $\nu$  до  $\nu + d\nu$ , причем  $\nu$  соответствует частоте  $\nu$  в смысле принципа Доплера:

$$\frac{\nu - \nu_0}{\nu_0} = \frac{v}{c}, \quad (27.6)$$

где  $\nu_0 = 1420, 4056$  МГц — частота водородного излучения при отсутствии относительного движения водородного облака и наблюдателя. Все число атомов водорода  $N(\nu)$  в том же интервале скоростей в четыре раза больше  $(g_m + g_n)/g_n = 4$ . Мы видим, что при прочих равных условиях оптическая толщина слоя межзвездного водорода на волне 21,1 см тем больше, чем ниже его температура. Подстав-

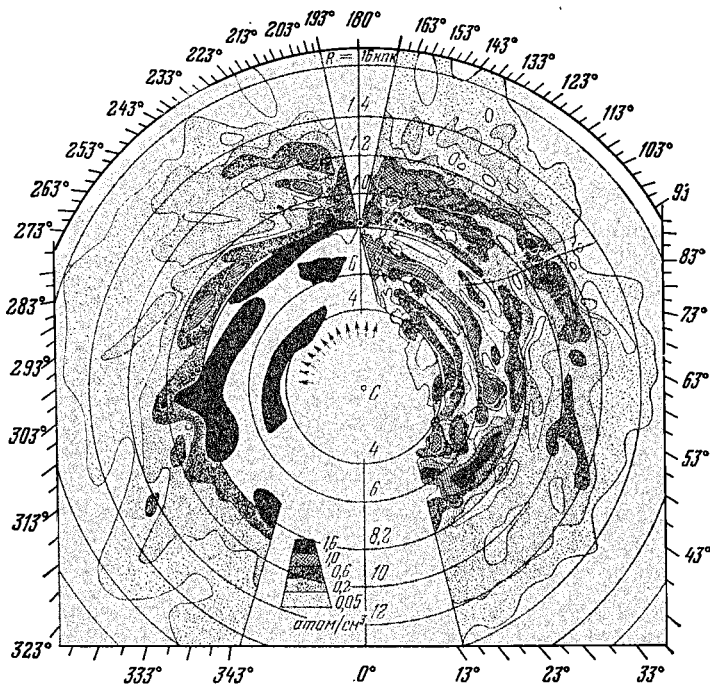


Рис. 147. Распределение нейтрального водорода в плоскости Галактики по наблюдению нидерландских и австрийских ученых. Намечается спиральная структура, хотя ветви спиралей мало отличаются от круговых. В направлениях долгот около 0 и 180° дифференциальное вращение Галактики не дает составляющих по лучу зрения, и потому применение формулы (27.1) для определения расстояний невозможно

ляя в формулу (27.5) числовые значения атомных и общезначимых постоянных, найдем

$$N(\nu) \Delta\nu = 1,83 \cdot 10^{18} T \tau_\nu \Delta\nu \quad (27.7)$$

( $\Delta\nu$  — км/с). С другой стороны, объединяя формулы (27.3) и (27.4), найдем интенсивность излучения на волне 21,2 см слоя водорода с оптической толщиной  $\tau_\nu$ :

$$I_\nu = \frac{2\nu^2 kT}{c^2} (1 - e^{-\tau_\nu}). \quad (27.8)$$

Чем больше оптическая толщина  $\tau_\nu$ , тем больше интенсивность излучения. В направлениях на центр Галактики и ее антицентр интенсивность 21-сантиметрового излучения особенно велика, что указывает на особенно большую непрозрачность межзвездного водорода — большую, чем в других направлениях. Причина этого такова. В направлениях на центр и антицентр Галактики дифференциальное вращение ее не имеет радиальной составляющей [см. формулу (27.1)] при  $l = l_0$

и  $l=180^\circ+l_0$  \*). Поэтому длина волны водородного излучения на протяжении всего луча зрения остается одной и той же с точностью до небольших вариаций, вызванных индивидуальными движениями водородных облаков, скорости которых вообще незначительны. А тогда в названных направлениях межзвездный водород создает большую непрозрачность для собственного излучения. Иначе обстоит дело в направлениях, отличающихся от  $l=l_0$  и  $l_0+180^\circ$ , как это видно, например, на рис. 146. Дифференциальное вращение Галактики в подобных случаях придает излучению отдельных облаков длину волны, существенно иную, чем для других, и потому одни водородные облака не мешают распространению излучения других, сзади лежащих. В частности, «двугорбая» часть профиля справа на рис. 146, соответствующая скорости от  $+50$  до  $+80$  км/с, вызвана плотным сгущением водорода на расстоянии 4,5—5,0 кпк, совпадающим с группой О — В-звезд, имеющих ту же лучевую скорость.

Формула (27.8) обосновывает также метод вывода температуры межзвездного водорода, так как в направлениях большой его непрозрачности  $\tau_\nu > 1$ , и потому получаемая из радионаблюдений интенсивность излучения  $I_\nu$  (фактически поток со стерадиана; см. КПА 455) приводит к значению яркостной температуры

$$T_b = \frac{c^2 I_\nu}{\nu^2 2k}. \quad (27.9)$$

Как сказано выше, она оказывается в среднем равной 125 К.

В тех случаях, когда можно приблизительно оценить геометрическую толщину излучающего слоя водорода в каком-либо направлении и определить из наблюдений оптическую толщину в том же направлении, формула (27.7) после интегрирования  $N(\nu) d\nu$  по интервалу скоростей в рассматриваемом слое позволяет вывести истинную концентрацию атомов нейтрального водорода  $n_{\text{H}}$ . Она оказывается в среднем  $0,7 \text{ см}^{-3}$ , но отдельные значения могут быть много выше и много ниже. Значения оптической плотности  $\tau_\nu^0$  межзвездного водорода, т. е. оптической толщины на единицу расстояния, получаются делением  $\tau_\nu$  на  $l$ . В среднем  $\tau_\nu^0$  равно около 1,20 на килопарсек, т. е. 21-сантиметровое излучение в среднем ослабевает в  $e$  раз на протяжении 830 пк, если нет эффектов дифференциального вращения.

Отдаленный источник радиоизлучения, когда он обладает достаточно высокой яркостной температурой (более высокой, чем межзвездный водород), станет причиной появления линии поглощения на волне 21,1 см. Количественные соображения здесь довольно просты, если считать слой межзвездного водорода однородным по плотности и температуре.

Согласно закону Рэлея — Джинса, интенсивность радиоизлучения пропорциональна температуре, т. е. в достаточно узком спектральном интервале можно рассматривать кинетическую температуру газа  $T_k$  как меру интенсивности излучения. Таким образом, формулу (27.8) можно переписать для собственного излучения межзвездного водорода так: наблюдаемая температура есть

$$T = T_k (1 - e^{-\tau_\nu})^q \quad (27.10)$$

Пусть в исследуемом направлении есть источник радиоизлучения. Он обладает непрерывным спектром и в участке спектра, непосредственно прилегающем к частоте 1420,4 МГц (например, при  $\Delta\nu=3$  МГц), дает излучение, ничем не ослабленное, которое создает антенную температуру  $T_a$ . В ближайших частотах

\*) Казалось бы, сюда следует присоединить и направления  $l_0+90^\circ$  и  $l_0+270^\circ$ , но на самом деле точная формула показывает отличия лучевых скоростей в каждом из этих направлений при разных значениях  $r$  (см. Куликовский П. Г. Звездная астрономия. — 2 изд. — М.: Наука, 1985, §§ 27—29). Напомним, кроме того, что за последние десятилетия вести счет галактических долгот принято от направления на центр Галактики, т. е.  $l_0=0$ .



она должна оставаться той же самой, но на частоте 1420,5 МГц она будет ослаблена поглощением в том же слое водорода и станет равной  $T_a e^{-\tau_\nu}$ . Таким образом, при наблюдении источника на частоте 1420 МГц принимаемый сигнал будет соответствовать температуре

$$T_{\text{сигн}} = T_a e^{-\tau_\nu} + T_k (1 - e^{-\tau_\nu}), \quad (27.11)$$

тогда как в соседнем участке спектра

$$T_{\text{сравн}} = T_a. \quad (27.12)$$

Производя быстрое разностное сравнение обоих участков спектра на различных удаленных от основной частоты водородного излучения, получим профиль спектральной линии 21,1 см:

$$\Delta T_\nu = (T_k - T_a) (1 - e^{-\tau_\nu}). \quad (27.13)$$

Если  $T_k < T_a$ , то будет абсорбционная линия (т. е. сигнал будет ниже уровня  $T_{\text{сравн}}$ ). При  $T_k > T_a$  будет эмиссионная линия. Как пример, на рис. 148

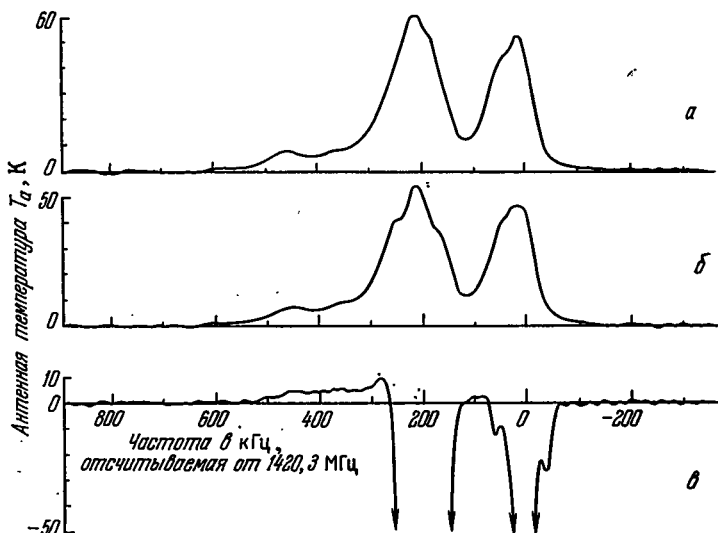


Рис. 148. Среднее из четырех записей спектра излучения в окрестностях источника Кассиопея А и в нем самом около частоты 1420,4 МГц при разрешении 9 кГц: а) спектр области на расстоянии 39' от Кассиопея А; б) то же на расстоянии 19'; в) то же в самом источнике. В а) и б) наблюдается излучение межзвездного водорода от двух спиральных рукавов Галактики, а в в) отмечается сильное поглощение излучения Кассиопея А нейтральным водородом в тех же рукавах.

показана запись спектра источника Кассиопея А в частотах, соседних с  $\nu = 1420,4$  МГц. Здесь видны и эмиссионные, и абсорбционные детали.

Нейтральный водород может быть также обнаружен по энергетическим переходам между очень высокими уровнями в атоме, например 110 и 109, которые дают излучение, наблюдаемое в сантиметровом и дециметровом диапазонах. На такую возможность впервые указал Н. С. Кардашев \*). Впрочем, эти линии возникают в процессе реком-

\*) Кардашев Н. С. // Астрон. журн.—1959.— Т. 36.— С. 838.

бинации ионизованного водорода и их следует относить к областям HII (см. с. 340). Их известно уже около десятка — при переходах между уровнями 77—76 (H 76 $\alpha$ ) до перехода 253—252 (H252 $\alpha$ ). При достаточно высокой плотности вещества наблюдаются такие же линии гелия (He 76 $\alpha$ , He 109 $\alpha$  и т. д.) и углерода (C 76 $\alpha$ , C 134 $\alpha$  и т. д.) (рис. 149).

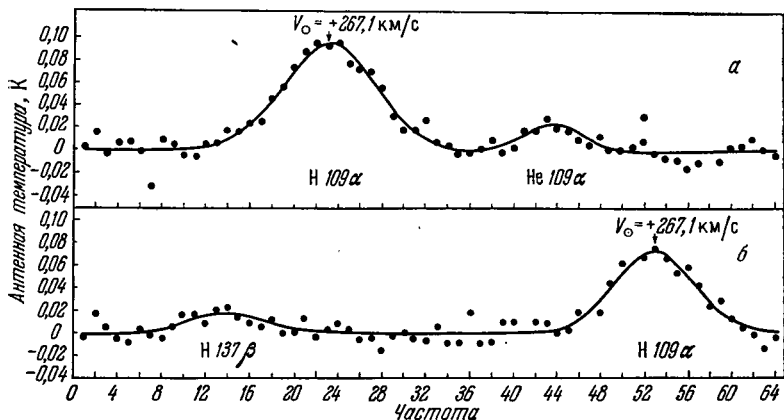


Рис. 149. Профили линий излучения водорода и гелия гигантской туманности 30 Doradus (Золотой Рыбки) в Большом Магелановом Облаке. Линии образуются при переходах между очень высокими уровнями 110—109, 137—135 водорода, при его рекомбинации из ионизованного состояния, и 110—109 ионизованного гелия. Из отношения интенсивностей линий можно вывести отношение числа ионов гелия к числу ионов водорода  $n_{\text{He}}^+ : n_{\text{H}}^+ = 0,17$

К 1985 г. достигнуто на дециметровых волнах излучение перехода 732 $\alpha$  от атома углерода; при этом электрон находится на расстоянии 3 мкм от ядра.

### МОЛЕКУЛЫ, ОБНАРУЖЕННЫЕ В МЕЖЗВЕЗДНОМ ПРОСТРАНСТВЕ РАДИОМЕТОДАМИ

В радиочастотах дециметрового и сантиметрового диапазонов были обнаружены по излучению и поглощению в межзвездном пространстве молекулы разной сложности — от двухатомного гидроксила OH до цианоацетилена HC<sub>3</sub>N с молекулярной массой 75. Всего установлено таким путем 37 межзвездных молекул. Еще одна — самая распространенная — молекула водорода обнаруживается пока только по поглощению в оптическом диапазоне. В большинстве случаев наблюдаемые спектральные линии соответствуют переходам между вращательными уровнями.

Особенно интересно поведение линий гидроксила. Первоначально они были обнаружены в виде абсорбций на фоне удаленных источников непрерывного излучения Cas A и Sgr A, а затем и в эмиссии. Иногда эти линии по их доплеровскому смещению соответствуют линиям

водорода в том же месте неба, иногда соответствия нет, т. е. нет обязательного сосуществования водорода и гидроксила. Но гидроксильные источники часто располагаются на периферии газовых туманностей, в которых водород находится в ионизованном состоянии.

Особенностью излучающих источников гидроксила является то, что линии излучения ОН, как правило, очень узки (линии поглощения бывают и широкие), свидетельствуя о низкой температуре газа (малый разброс молекулярных скоростей) и о малых размерах излучающих областей, что получило полное подтверждение при измерении угловых размеров областей излучения ОН на интерферометрах со сверхдлинной базой — их диаметры оказываются порядка 10-кратных размеров Солнечной системы. Недавно было установлено, что один яркий источник ОН совпадает с переменной звездой YY CMa, которая при ближайшем рассмотрении оказалась размытой системой звезд  $8^m$ , где главную роль занимают два необычных сверхгиганта класса М. Другой источник совпал с инфракрасным точечным объектом в туманности Ориона.

Отношение числа молекул гидроксила к числу атомов НI около  $10^{-6}$ . Однако в направлении на центр Галактики доля ОН несколько выше. В области около видимого центра Галактики оптическая толща гидроксила может достигать 1.

Излучение других молекул, названных выше, не отличается особенностями, за исключением аномально высокой температуры, если ее рассчитывать по интенсивности молекулярного излучения. В отдельных случаях температура излучения  $H_2O$  или  $NH_3$  достигает 300—400 К и даже выше. Особенно мощным источником ОН, Н,  $H_2O$  и  $NH_3$  является источник по каталогу Вестерхаута № 49 ( $W49 \alpha = 19^h07^m55^s$ ,  $\delta = +09^\circ0,4'$ ), в котором излучение  $H_2O$  на  $\lambda = 1,35$  см создает антенную температуру 55 К. Вообще говоря, облака аммиака и воды не совпадают, а формальдегид с водой сосуществует. Формальдегид открыт не на пределе обнаружения — он найден в 15 из 23 обследованных источников, а цианоацетилен, так же как и циандиацетилен, обнаружен лишь в межзвездном облаке Стрелец В (Sgr B), так же как в молекулярном облаке в Тельце (TMC-1), богатом углеродными соединениями  $C_4H$ ,  $C_3H_4$ ,  $C_3$ . В других облаках открыты многочисленные соединения с серой: CS, SiS, NS, ...,  $HCS^+$ . Очень распространена молекула CO. Она возбуждается столкновениями с молекулой водорода  $H_2$  и, таким образом, является индикатором его существования, вообще говоря, трудно обнаруживаемого в молекулярной форме. Кроме того, везде, где есть CO (сильный охладитель), наблюдается атомный углерод С в субмиллиметровой линии  $\lambda = 0,61$  мм. Вместе с линией 21,2 см от Н, 2,6 мм от CO она прослеживает распространенность едва ли не самых важных элементов в межзвездном пространстве.

Яркая температура источников ОН также оказывается очень высокой в противоположность тому, что показывает малая ширина линии. И хотя, кроме того, свет в них поляризован, иногда в сильнейшей степени, линейно и круговым образом, приписывать свечению гид-

роксила нетепловую природу было бы ошибочным. Самое примечательное в его излучении — это полное нарушение соотношения между интенсивностью его линий; оно не такое, какое должно быть при термодинамическом равновесии, если исходить из энергии иходных уровней возбуждения. Равновесное отношение интенсивностей четырех приведенных выше линий таково:  $1 : 5 : 9 : 1$ . Но уже в одном из первых эмиссионных источников W 49 линия 1665 МГц оказалась значительно ярче линии 1667 МГц. А самые тщательные поиски излучения и поглощения на частоте 1667 МГц в туманности Ориона оказались безрезультатными, тогда как эмиссия на частоте 1665 МГц в форме очень узких линий была совершенно достоверной. Иногда излучение в линии 1612 МГц оказывается самым сильным.

Наблюдения гидроксильного излучения с большой разрешающей силой показали, что источники его часто располагаются группами, в каждой из которых имеет несколько малых центров, излучающих самостоятельно и обладающих самостоятельным движением. Тем более непонятно, почему, например, у всех малых источников данной группы линия 1665 МГц есть в излучении, а линия 1667 МГц отсутствует совсем, а в другом случае линия спутник 1612 МГц преобладает над всеми другими?

Излучение молекулы  $\text{H}_2\text{O}$  обладает не менее странными особенностями, среди которых быстрая переменность строения излучаемой линии, когда спектральный разрез ее существенно изменяется за немного дней.

Интерферометрия со сверхдлинной базой показала, что область, дающая подобное излучение, состоит из нескольких, иногда многих отдельных излучающих центров, имеющих угловые размеры порядка  $0,001''$ , чему соответствуют линейные размеры приблизительно в 10—100 астрономических единиц. Если отнестись наблюдаемый поток излучения к объектам подобных размеров и считать, что оно представляет излучение абсолютно черного тела в данном очень узком спектральном интервале, то температура (яркостная) излучателя окажется порядка  $10^{10}$ — $10^{15}$  К, что указывает на резкое нарушение в нем термодинамического равновесия. К тому же выводу склоняет нередко наблюдаемая полная поляризация излучения — линейная или круговая.

Истинная причина аномалий — в мазерном эффекте. Известный в физике и широко применяемый в технике в конструкции мазеров и лазеров эффект этот проявляется себя и в космических масштабах. В данном случае происходит перенаселение того или иного энергетического уровня в молекулах, стимулирующее излучение на нижестоящий уровень в масштабах, значительно превосходящих нормальное излучение. Механизм «накачки» молекул, приводящих к такому перенаселению, может быть разный в лаборатории и в космосе. Это или результат взаимных столкновений частиц в газе, или возбуждения уровней окружающим фоновым излучением. Стимулированное излучение экспоненциально усиливается при распространении излучения через среду.

Источником «накачки» мазера могут служить ультрафиолетовые кванты. На такое возбуждение тратится в сотни раз больше, чем на излучение, поскольку последнее состоит из потока немощных радио-частотных квантов. Постоянным ресурсом этого возбуждения служат горячие звезды классов O, B, излучающие в ультрафиолетовой области особенно щедро. Впрочем, если принять во внимание магнитные поля, усиливающиеся при сгущении межзвездной плазмы, то, может быть, и инфракрасных квантов окажется достаточно для мазерной «накачки». Существование больших магнитных полей проявляется в сильной поляризации мазерного излучения молекул воды и гидроксила. Кроме этих двух молекул по мазерному излучению обнаружены молекулы HCO, SiO и CH<sub>3</sub>OH, последняя — только в одном источнике — в туманности Ориона. Излучение других межзвездных молекул лишено мазерного эффекта.

Особо стоит вопрос об обнаружении межзвездного молекулярного водорода H<sub>2</sub>, в существовании которого нельзя сомневаться. Радиометоды здесь непригодны. Молекула H<sub>2</sub> не имеет постоянного дипольного момента и поэтому не дает вращательного спектра, который удобно наблюдается в радиодиапазоне. Электрические переходы, наоборот, наблюдаются в ультрафиолетовой области, но в форме линий поглощения и лишь в разреженных близких скоплениях газа из-за сильного поглощения в нем. Но в последние годы в некоторых газовых облаках были обнаружены эмиссионные линии в инфракрасном диапазоне (например, на волне 2,122 мкм). Они принадлежат вращательно-колебательным переходам и возбуждаются ударными волнами. При такой многозначности все же были найдены средства для косвенной количественной оценки присутствия молекул H<sub>2</sub> в межзвездном пространстве.

Это достигается при наличии радиоизлучения окиси углерода CO с его двумя изотопами <sup>12</sup>C и <sup>13</sup>C. В миллиметровом диапазоне они наблюдаются легко, причем <sup>12</sup>C<sup>16</sup>O часто бывает перенасыщен в молекулярных облаках, тогда как <sup>13</sup>C<sup>16</sup>O этим не страдает. Эти излучения возбуждаются ударами молекул H<sub>2</sub>, так что интенсивность излучения CO определяется обилием водородных молекул. Другой параметр — возбуждающая температура предполагается равной 10—20 K, и тогда для не слишком плотных скоплений газа получается  $N(\text{H}_2) = (4 \pm 2,5) \cdot 10^6 N(^{13}\text{CO})$ ; это приводит к заключению, что молекулярного водорода в Галактике столько же или меньше, чем атомного, а именно около  $6 \cdot 10^9 M_\odot$ . К такой же оценке приводит совсем другой способ — определение фонового излучения из космического пространства, которое предположительно возникает от рассеяния космических лучей на молекулах газа. Эти методы отказывают вблизи ядра Галактики — на расстоянии 1—2 кпк. В противоположность атомарному водороду молекулярный водород наиболее плотный на расстоянии от центра Галактики около 5 кпк. Как сказано выше, успехи инфракрасной техники делают возможным наблюдать эмиссионную линию H<sub>2</sub>λ 2,122 мкм.

## ОТНОСИТЕЛЬНАЯ РОЛЬ ГАЗА И ПЫЛИ В МЕЖЗВЕЗДНОМ ПРОСТРАНСТВЕ

Разрешающая сила современных радиотелескопов и их чувствительность настолько высоки, что становится возможным исследовать излучение водорода на волне 21 см в небольших участках неба (в частности, в других галактиках) даже далеко от плоскости Галактики, там, где концентрация атомов водорода становится вообще незначительной. Вспомним, что уже при наличии 0,1 атома H I в 1 см<sup>3</sup> плотность межзвездного вещества получается  $1,66 \cdot 10^{-25}$  г/см<sup>3</sup>, что значительно превышает плотность его пылевой составляющей. Представляет интерес вопрос, совпадают ли в нашей Галактике пространственно облака газа и пыли, или же те и другие существуют независимо?

Наблюдения показали, что в тех отдельных местах, где зона избегания больше обычного удалена от галактического экватора, т. е. имеется избыточное количество космической пыли (например, созвездия Ориона, Тельца и Персея), водородная эмиссия на волне 21 см тоже испытывает усиление, иногда очень значительное, указывающее на плотность в несколько десятков атомов H I в 1 см<sup>3</sup>. Наряду с этим в отдельных, не столь огромных, как указанный комплекс, темных пылевых туманностях часто не наблюдается повышения водородного радиоизлучения. Но это не обязательно означает, что водорода здесь нет или его мало: он мог бы, например, находиться здесь в форме молекулы H<sub>2</sub>, которая ничем себя на волне 21 см не проявляет.

Уже знакомые нам методы позволили установить среднее отношение плотностей газа и пыли в крупных комплексах темных туманностей, вроде упомянутого выше. Оказалось, что в нем

$$\frac{\bar{\rho}_{\text{газ}}}{\bar{\rho}_{\text{пыль}}} \approx 100, \quad (27.14)$$

а так как его размеры известны (около 40—50 пк), можно определить массу комплекса: она достигает  $20\,000 M_{\odot}$ .

Упомянутые выше маленькие глобулы имеют меньшую массу. Так, в южном «Угольном мешке», который представляет сравнительно тонкую пылевую завесу, имеются глобулы с поглощением в синей области спектра до 6,5<sup>m</sup>. Минимальная масса пыли  $0,05 M_{\odot}$ , с фактором 100 масса составит  $10 M_{\odot}$ , а истинная, вероятно, не меньше  $25 M_{\odot}$ . Здесь же были обнаружены облака гидроксильного мазерного излучения и поглощения молекулами формальдегида — богатый набор химических элементов, который может стать исходным материалом для образования звезд или их групп.

Мы еще вернемся к вопросу о сосуществовании газа и пыли в космическом пространстве.

## ЭЛЕКТРОНЫ В МЕЖЗВЕЗДНОМ ПРОСТРАНСТВЕ. ОБЛАСТИ HII И HI

В межзвездном газе количественное содержание разных элементов, линии которых наблюдаются в спектрах звезд, может быть найдено, если известно ионизационное состояние этих элементов, а оно определяется электронной концентрацией и температурой. Удобным средством для нахождения электронной концентрации служит сравнение интенсивности резонансных линий нейтрального  $\text{CaI } \lambda 4227$  и ионизованного  $\text{CaII H}$  и  $\text{K}$ , так как при соблюдении некоторых предосторожностей оно дает сразу отношение чисел  $n$  атомов и ионов  $\text{CaI} : \text{CaII}$  и т. д. В то же время теоретически оно подчиняется уравнению Саха (см. § 2, уравнение (2.21)) с учетом отклонений от термодинамического равновесия, характерных для межзвездного пространства (см. дальше формулу (28.2)). Тогда удастся установить, что в межзвездном пространстве кальций находится преимущественно во второй стадии ионизации ( $\text{CaII}$ ), а натрий — в первой ( $\text{NaI}$ ), и это осуществляется при электронной концентрации  $n_e \approx 1,2 \text{ см}^{-3}$ . Если ионизация кальция и натрия является единственным поставщиком электронов в межзвездном пространстве, то столь высокая электронная концентрация невозможна: как мы видели выше, абсолютное содержание этих газов в межзвездном веществе на много порядков ниже! Других же элементов, которые давали бы в этих условиях высокую ионизацию и были бы богато представлены в космосе, мы не знаем.

Не знаем, за исключением одного, — водорода. Водород имеет местами концентрацию до двух-трех атомов в  $1 \text{ см}^3$ , как это следует из радионаблюдений. Но это — нейтральный водород, а для получения двух электронов в  $1 \text{ см}^3$  нужны два атома водорода, по д е р г ш и х с я и о н и з а ц и и. Существуют ли в межзвездном пространстве области, где водород полностью ионизован? Частичный ответ на этот вопрос дают *эмиссионные туманности* нашей Галактики, в которых источником свечения является как раз ионизованный водород, когда ионы  $\text{HII}$  в процессе рекомбинации превращаются в атомы  $\text{HI}$ . Конечно, здесь находятся и другие атомы и их ионы из числа широко распространенных во Вселенной ( $\text{He}$ ,  $\text{C}$ ,  $\text{N}$ ,  $\text{O}$ ,  $\text{Ne}$  и др.). Кроме того, существуют о б ш и р н ы е о б л а с т и ионизованного водорода — о б л а с т и  $\text{HII}$ , как их называют, с н е в ы с о к о й концентрацией ионов водорода. Они располагаются или рядом, или внутри о б л а с т е й  $\text{HI}$  и все вместе составляют подлинный галактический субстрат, хотя и лишенный однородности.

Совершенно новый и весьма эффективный метод определения электронной концентрации в межзвездном пространстве выявился после открытия пульсаров. Он основан на дисперсии радиоволн при их распространении в ионизованной среде.

Оказывается, содержание электронов вблизи плоскости симметрии Галактики колеблется от 0,002 до  $0,16 \text{ см}^{-3}$ , составляя в среднем  $n_e =$

$=0,08 \text{ см}^{-3}$ . Конечно, это относится к областям HI. В этих областях отношение  $n_e/n_H \approx 0,05$ .

Для ионизованной среды показатель преломления определяется формулами (5.1) и (5.2). Напоминаем, что в них  $n_e$  — число электронов в  $1 \text{ см}^3$ ,  $e$  и  $m$  — заряд и масса электрона, а  $v_0$  — критическая частота. Для частоты  $\nu = \nu_0$  показатель  $n=0$ , а при меньших частотах он становится мнимым. При  $n_e=0,1 \text{ см}^{-3}$   $\nu_0=3 \cdot 10^3 \text{ Гц}$ , т. е. для всех частот радиодиапазона, где  $\nu \gg \nu_0$ , межзвездная среда имеет  $n > 0$  и групповая скорость распространения их есть  $v_{\text{гр}} = cn$ . С достаточной степенью приближения  $n = 1 - \frac{1}{2} \left( \frac{\nu_0}{\nu} \right)^2$  и, следовательно,

$$v_{\text{гр}} = c - \frac{c}{2} \left( \frac{\nu_0}{\nu} \right)^2.$$

Наблюдаемый на частоте  $\nu$  импульс от пульсара, находящегося на расстоянии  $L$ , приходил бы к нам через  $L : c$  секунд, если бы он распространялся в вакууме. На самом деле он придет к нам за время  $(L:c) \left( 1 + \frac{1}{2} \frac{\nu_0^2}{\nu^2} \right)$ . Так как на пути между пульсаром и наблюдателем встречаются различные сгущения межзвездной плазмы, правильнее будет определить величину запаздывания как

$$\Delta t_{\text{гр}} = \frac{\int_0^L \nu_0^2 dl}{2c\nu^2} = \frac{e^2}{2\pi cm} \frac{\int_0^L n_e dl}{\nu^2}.$$

Подставляя численные значения постоянных, получим окончательно

$$\Delta t_{\text{гр}} = \frac{1}{\nu^2} \frac{\int_0^L n_e dl}{7,44 \cdot 10^{14}}, \quad (27.15)$$

если  $\nu$  выражать в МГц, а  $n_e dl$  в  $\text{см}^{-2}$ , то  $\Delta t$  получится в секундах. Интеграл в правой части называют *мерой дисперсии*.

В начале нашего столетия дисперсией видимого света в межзвездной среде пытались объяснить эффект Тихова — Нордмана, заключающийся в том, что у некоторых затменных переменных визуально наблюдаемые минимумы происходили раньше, чем минимумы, наблюдаемые фотографически. Но величина запаздывания, пропорциональная  $\nu^{-2}$ , при очень больших частотах могла быть значительной лишь в случае невероятно большой плотности межзвездной среды. Гипотеза была оставлена, эффект Тихова — Нордмана получил объяснение в физических процессах внутри затменной системы.

Иначе обстоит дело в случае пульсаров. Самая фиксация моментов импульсов осуществляется здесь с очень большой точностью (до миллисекунд), а сравнительно небольшие значения  $\nu$  делают величину запаздывания заметной даже при незначительном изменении частоты.



Действительно, дифференцируя (27.15), находим  $d\Delta t/d\nu$  пропорционально  $\nu^{-3}$ , т. е. очень быстро. Для пульсара NP 0532  $d\Delta t/d\nu = 0,06$  с/МГц при  $\nu = 196,5$  МГц; при частоте, вдвое меньшей, она оказывается в восемь раз больше и между частотами 74—111 МГц достигает 24 с — около 800 периодов пульсара. Поскольку закон  $\nu^{-3}$  подтверждается, можно полагаться и на формулу (27.15).

Формула (27.15) позволяет определять расстояние до пульсара, если интеграл известен. Она же позволяет определить электронную плотность в межзвездной среде, если известно расстояние до пульсара. Фактически она применялась для решения и той и другой задачи.

Выражая расстояния  $l$  в парсеках, мы можем переписать выражение для меры дисперсии так:

$$\int_0^L n_e dl \text{ см}^{-3} \cdot \text{пк} = 2,4 \cdot 10^{-4} \Delta t_{\text{гp}} \nu^2.$$

Беря разность времен прихода импульса пульсара при  $\nu = 75$  МГц и  $\nu = 100$  МГц, найдем для меры дисперсии ( $DM$ ) выражение

$$DM = \int_0^L n_e dl \text{ см}^{-3} \cdot \text{пк} = 3 (\Delta t_{75} - \Delta t_{100}).$$

Если принять среднее значение  $n_e = 0,1 \text{ см}^{-3}$ , то расстояние до пульсара  $L = 10 DM = 30 (\Delta t_{75} - \Delta t_{100})$ . Для NP 0532 полученное таким образом расстояние  $L = 580$  пк. Но мы знаем, что расстояние до Крабовидной туманности близко к 2000 пк. Очевидно, значение  $n_e = 0,1 \text{ см}^{-3}$  завышено даже для галактического диска. К такому же заключению приводят  $DM$  у других пульсаров, у которых наблюдается в поглощении линия 21 см. Величина поглощения позволяет судить об интеграле  $\int_0^L n_H dl$ , а доплеровское смещение этой линии позволяет прибли-

женно вывести расстояние до пульсара, исходя из геометрии галактического вращения. Но на пути пульсарного излучения могут попадаться области НII, в которых содержание  $n_e$  выше среднего. Эти области встречаются только в галактическом диске и могут быть учтены. Фактически наибольшие запаздывания получены у пульсаров с малыми галактическими широтами  $b$ . Значение  $DM = 220 \text{ см}^{-3} \cdot \text{пк}$  найдено для пульсара MP 1240, у которого  $b = -1^\circ$  и луч зрения пересекает две или три области НII. Еще больше  $DM = 270 \text{ см}^{-3} \cdot \text{пк}$  у пульсара MP 1154 и, наконец,  $1140 \pm 50$  у пульсара 1728—23.

Воспринимаемый наблюдателем радиопоток от пульсара имеет очень малое поперечное сечение, вследствие малых размеров источника, — обстоятельство, которое успешно используется для просвечивания межзвездной плазмы. Интенсивность излучения пульсара испытывает быстрые мерцания и медленные изменения, из которых можно заключить о встрече луча с неоднородностями среды. Эти неоднород-

ности бывают размером от  $10^{10}$  до  $10^{12}$  см (т. е. до 0,1 а. е.), и флуктуации плотности  $\Delta n_e$ , столь малые, как  $10^{-4}$  электронов/см<sup>3</sup>, уже улавливаются.

Мы отложим сейчас рассмотрение общих вопросов физики межзвездного вещества. Нам будет удобнее сначала рассмотреть физику газовых галактических туманностей как особых уплотнений межзвездной среды.

## § 28. ГАЗОВЫЕ ТУМАННОСТИ

Газовые туманности в нашей Галактике разделяются на две группы: *планетарные*, обладающие признаками правильной структуры, и *диффузные*, имеющие произвольные формы и общую неупорядоченность деталей.

### ПЛАНЕТАРНЫЕ ТУМАННОСТИ

Планетарные туманности имеют вид эллиптического или кругового диска либо кольца (рис. 150) с угловым поперечником от нескольких

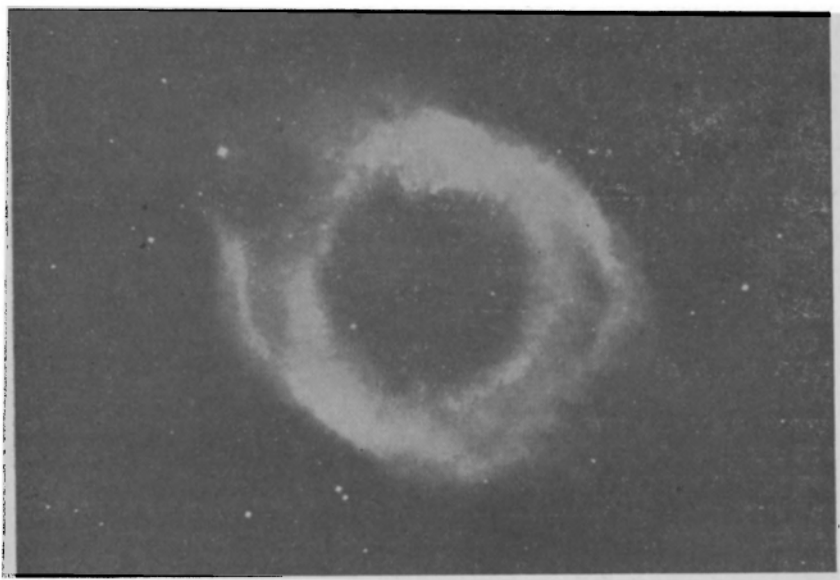


Рис. 150. Планетарная кольцевая туманность NGC 7293 в созвездии Водолея. По своим угловым размерам ( $12' \times 15'$ ) она самая крупная из всех планетарных туманностей. По-видимому, она в действительности является самой большой: ее радиус не меньше одного парсека

дугowych минут до нескольких секунд. За редчайшими исключениями в центре планетарной туманности всегда наблюдается звезда раннего класса, которая служит центром симметрии туманности и очевидным

источником свечения последней. На хороших photographиях в планетарной туманности видны многочисленные детали, в частности, волокнистая структура сгущений. Кроме дискообразной и кольцевых форм, встречаются другие, более редкие — геликоидные, двухлобчатые и т. д. Некоторые из планетарных туманностей столь удалены, что имеют звездный вид и «выдают» себя как туманности лишь своим спектром — чисто газовым, т. е. состоящим из изолированных эмиссионных линий на фоне очень слабого непрерывного спектра. Число известных планетарных туманностей непрерывно растет вместе с совершенствованием наблюдательных средств. За последние 50 лет оно выросло в десять раз и превышает сейчас 1100.

Планетарные туманности расположены в нашей звездной системе без особо сильной концентрации к основной плоскости Галактики, хотя число их в направлении центра Галактики резко повышено. Как правило, все они весьма далеки от нас, определение тригонометрических параллаксов их очень затруднено и потому расстояния до них известны с большой неуверенностью; отсюда проистекает и неуверенность при определении их истинных геометрических размеров и светимостей. Тем не менее средние данные можно указать с достаточной определенностью: диаметр 10—20 тыс. а. е. (у гигантских туманностей до 500 тыс. а. е.), интегральная абсолютная в фотографических лучах звездная величина туманности  $M_v \approx -2^m$ , а звезды  $M_* = +3^m$ . То обстоятельство, что центральная звезда в фотографической области спектра в сто раз слабее туманности, исключает механизм освещения туманности звездой. На самом деле в туманности

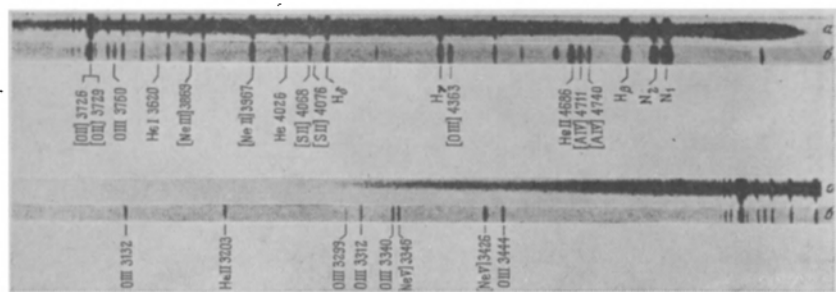


Рис. 151. Щелевые спектрограммы планетарных туманностей: а) IC 418 и б) IC 2165. Негативные изображения. Высокие эмиссионные линии проектируются на непрерывный спектр туманности, простирающийся на меньшую часть высоты щелей. У туманности а непрерывный спектр очень силен, у б) он слаб, но зато в нем наблюдаются многие линии, требующие высокого возбуждения (см. особенно далекую ультрафиолетовую часть спектра на нижней половине рисунка)

происходит переработка коротковолнового излучения горячей центральной звезды в видимое излучение — жесткие ультрафиолетовые кванты, исходящие из звезды, возбуждают атомы и ионы вещества туманности. При возвращении последних в основное состояние туманность светится совокупностью отдельных дискретных частот, что и находит свое выражение в линейчатом спектре туманности (рис.

151 и 152). Описанный механизм свечения — флуоресценция — не является единственным у планетарных туманностей. Вторым механизмом служит *электронный удар*, когда освобожденные при иони-

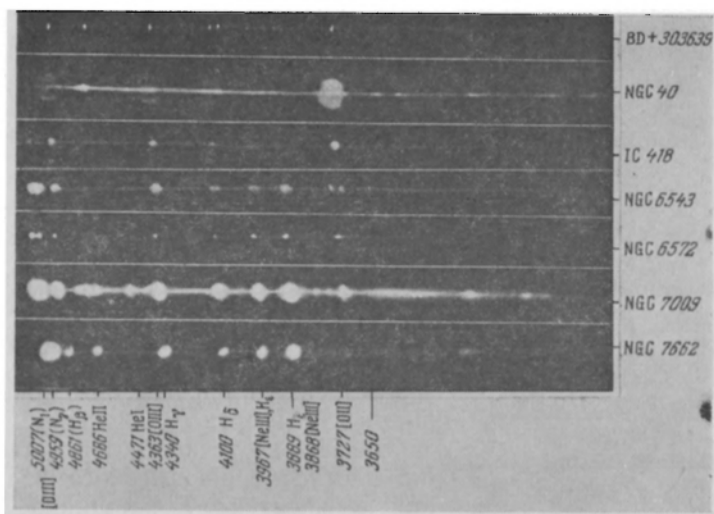


Рис. 152. Бесщелевые спектрограммы ряда планетарных туманностей. Монохроматические изображения туманностей благодаря хорошей дисперсии дифференцируются друг от друга, за исключением изображений в линиях «небуля»  $N_1$  и  $N_2$ .  $\lambda\lambda$  5007 и 4959 Å, принадлежащих дважды ионизованному атому кислорода [OIII]

зации электроны достаточно многочисленны и достаточно энергичны, чтобы возбуждать атомы и ионы на более высокий энергетический уровень.

### ФЛУОРЕСЦЕНЦИЯ ВЕЩЕСТВА ПЛАНЕТАРНОЙ ТУМАННОСТИ

Вернемся к флуоресценции вещества планетарной туманности под действием излучения центральной звезды — *ядра* туманности. Центральная звезда для наблюдателя на краю такой туманности выглядит в фотографических лучах в три миллиона раз слабее, чем Солнце для нас, т. е. дает освещенность почти на порядок ниже, чем освещает Землю полная Луна. Но это — только в видимой области спектра. Ядра планетарных туманностей принадлежат к самым горячим известным звездам (см. ниже) и подавляющая доля их излучения приходится на весьма далекую ультрафиолетовую область спектра  $\lambda < 1000 \text{ Å}$  (рис. 153), так что малая светимость в области  $7000 \text{ Å} > \lambda > 3700 \text{ Å}$  ни в малейшей степени не указывает на малую светимость в ультрафиолетовой области. Здесь звезда посылает мощный поток квантов, ионизирующих водород, гелий и способных дважды ионизовать углерод, азот, кислород, неон и многие другие распространенные в космосе

элементы. У особенно горячих ядер излучение может ионизовать до четвертой ступени Ne (98,9 эВ).

Состояние вещества и излучения в планетарной туманности очень далеко от состояния термодинамического равновесия, при котором излучение приходит со всех сторон. Здесь оно приходит только от очень малого участка небесной сферы, занимаемого ядром туманности. Площадь этого участка составляет долю всей сферы:

$$W = \frac{1}{4} \frac{R^2}{r^2}, \quad (28.1)$$

где  $R$  — радиус звезды, а  $r$  — расстояние точки туманности от звезды \*). Число  $W$  называется *коэффициентом дилуции* (латинское *dilutio* — разжижение); оно выражает, во сколько раз плотность энергии излучения в рассматриваемой точке пространства меньше плотности равновесного излучения при температуре  $T$  источника. В планетарной туманности фактор  $W$  имеет значение порядка  $10^{-14}$ — $10^{-13}$ . Именно во столько раз поток ионизирующего излучения слабее равновесного потока, но вещество туманности очень разрежено,

столкновения электронов с ионами случаются сравнительно редко и равновесие между числом актов ионизации в секунду времени и актов рекомбинации поддерживается при высоком уровне ионизации \*\*).

Акт рекомбинации водородного иона с электроном состоит в том, что электрон попадает, в конечном счете, на основной уровень атома,

\*) Формула (28.1) получается из таких простых соображений: из точки туманности радиус звезды виден под углом  $R/r$ , так что телесный угол, занимаемый диском звезды, есть  $\pi (R/r)^2$ , в то время как телесный угол всей небесной сферы есть  $4\pi$ .

\*\*) При описанном случае отсутствия термодинамического равновесия формула ионизации Саха записывается так:

$$\frac{n^+}{n_1} n_e = W \sqrt{\frac{T_e}{T_*}} \frac{2u_1}{u_0} \frac{(2\pi m)^{3/2}}{h^3} (kT_*)^{3/2} e^{-\frac{h\nu_0}{kT_*}}, \quad (28.2)$$

где вместо потенциала ионизации  $\chi$  представлена энергия ионизирующего кванта  $h\nu_0$ ;  $T_e$  — электронная температура в туманности и  $T_*$  — температура звезды — ядра планетарной туманности. Как правило,  $T_e < T_*$ , но при грубых расчетах можно полагать  $T_e = T_*$ , имея в виду, что отношение этих величин входит в формулу под знаком корня. Несмотря на то, что в формуле справа стоит весьма малая у планетарных туманностей величина  $W$ , отношение  $n^+/n_1$  не мало, по сравнению со звездными атмосферами, так как слева стоит тоже очень малая величина  $n_e$  — число электронов в  $1 \text{ см}^3$ .

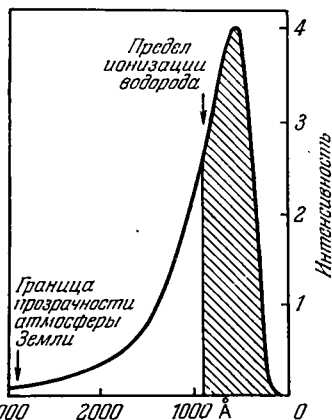


Рис. 153. Распределение энергии в спектре звезды с температурой 50 000 К. Заштрихованная область показывает излучение, способное ионизовать водород ( $\lambda < 912 \text{ Å}$ ). Область спектра, пропускаемая земной атмосферой с  $\lambda > 3000 \text{ Å}$ , не показана, так как у столь горячей звезды в ней содержится лишь ничтожная доля всего излучения

причем это может происходить либо сразу — путем захвата электрона на основной уровень, либо путем каскадных переходов — вначале на один из верхних уровней, затем на нижележащий и т. д. до самого нижнего. Теория показывает, что в условиях диллюции излучения ионизация атомов с основного уровня и последующая рекомбинация путем каскадных переходов происходит несравненно (в  $W^{-1}$  раз) чаще, чем каскадные переходы электронов на все более высокие уровни, включая свободное состояние и последующее возвращение электронов сразу на основной уровень (теорема Росселанда). Но первый процесс предполагает поглощение крупных квантов и излучение малых, а второй — наоборот. Следовательно, при диллюции излучения все время происходит переработка ультрафиолетовых квантов в видимые, т. е. явление *флуоресценции*: квант света за границей серии Лаймана, т. е. с длиной волны  $\lambda \leq \lambda_0 = 912 \text{ \AA}$ , встречаясь с атомом водорода, ионизует последний. Вырванный таким образом электрон при встрече с ионом попадает на одну из возбужденных орбит атома и оттуда — постепенно от одного уровня к другому — переходит на основное состояние. В течение этого процесса произойдут переходы  $4 \rightarrow 2$ ,  $3 \rightarrow 2$ , дающие одну из линий серии Бальмера, а затем и переход  $2 \rightarrow 1$ , дающий линию  $L_\alpha$  в излучении. Возможен и прямой захват электрона на второй уровень, при котором излучается квант света за границей бальмеровской серии, а затем квант  $L_\alpha$ . Мыслим и переход такого типа: электрон захватывается на третий уровень, а затем с третьего переходит сразу на первый с излучением  $L_\beta$ . У атома H очень большое поперечное сечение для поглощения в линиях основной серии. Пролетая через туманность, этот квант почти непременно встретится с атомом водорода и возбудит его на третий уровень, а оттуда произойдет каскадный переход  $3 \rightarrow 2 \rightarrow 1$  с излучением  $H_\alpha$  и  $L_\alpha$ . Благодаря высокой непрозрачности водородного газа планетарной туманности для линий серии Лаймана (см. дальше) кванты  $L_\alpha$ ,  $L_\beta$ ,  $L_\gamma$ , . . . имеют немного шансов ускользнуть из туманности и все кванты  $L_\beta$ ,  $L_\gamma$ , . . . в конце концов дробятся, излучая один из квантов серии Бальмера  $H_\alpha$ ,  $H_\beta$ ,  $H_\gamma$ , . . . В целом оказывается так: крупный квант за границей лаймановской серии  $L_c$ , исходящий из ядра, «разменивается» в планетарной туманности на мелкие кванты: либо на квант бальмеровского континуума  $Ba_c$  и линию  $L_\alpha$ , либо на одну из линий серии Бальмера  $Ba$ , ту же линию  $L_\alpha$  и тот же квант  $Ba_c$ .

### ТЕМПЕРАТУРЫ ЯДЕР ПЛАНЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЕЙ

Мы можем записать, что число излученных звездой квантов  $L_c$  равно числу  $Ba_c$  плюс  $Ba$ . Последние все *наблюдаемы* и могут быть сосчитаны, если измерить в абсолютных единицах энергию, содержащуюся во всех этих видах излучения *туманности*. Тем самым определяется число излученных центральной звездой квантов  $L_c$ , энергия которых известна, так что будет известно, сколько звезда излучила в области  $\lambda \leq 912 \text{ \AA}$  (заштрихованная область на рис. 153). Сравнение этой величины с тем, что звезда излучила в видимой об-

ласти, дает нам способ определить температуру ядра планетарной туманности (метод Цанстра). Таким образом, будет определена и нижняя граница температуры, так как некоторое число квантов  $\text{Ba}_\epsilon$  может просочиться за пределы туманности, не вызывая флуоресценции. Это неизбежно, если водород в туманности почти полностью ионизован. Другое дело гелий: из-за того, что энергия, необходимая для второй ионизации гелия, очень высока (54 эВ), значительная часть его может оставаться в состоянии  $\text{HeII}$  и излучение за границей основной серии  $\text{HeII}$  почти не будет выходить за пределы туманности. Оттого, быть может, температуры ядер планетарных туманностей по гелию получаются выше, чем по водороду. Так, по водороду для температур ядер трех туманностей NGC 6543, 6572 и 7009 были получены значения 37 500, 39 000 и 55 000 К соответственно, в то время как гелий дал для последней значение 70 000 К.

Итак, планетарная туманность пронизывается очень жестким высокочастотным излучением, которое ионизует вещество туманности до очень высоких ступеней, а водород весьма полно ( $n^+ : n_1 \approx 10^3 - 10^4$ ). Различают туманности высокого и низкого возбуждения (см. рис. 151), а в каждой данной туманности при изучении бесщелевых спектрограмм, где дифференцированы различные монохроматические изображения ее (рис. 150), можно заметить, что размеры туманности меньше в свете тех излучений, которые соответствуют более высокой степени ионизации ( $\text{NeV}$ ,  $\text{HeII}$  и т. п.). Это понятно, так как наибольшая ионизация (возбуждение) происходит в ближайших окрестностях ядра.

## ЗАПРЕЩЕННЫЕ ЛИНИИ В СПЕКТРАХ ПЛАНЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЕЙ

Особое место в излучении планетарных туманностей занимают *запрещенные* линии, которых известно в настоящее время много десятков. Некоторые из них очень интенсивны, например,  $[\text{OII}] \lambda 3727$ ,  $[\text{NeIII}] \lambda 3967$ ,  $[\text{NII}] \lambda 6584$  и особенно линии «небулия»  $\lambda\lambda 4959$  и  $5007$ , принадлежащие  $[\text{OIII}]$ . Их обозначают  $N_1$  и  $N_2$ .

Название «небулий», так же как «короний», сохраняется в астрофизике исключительно из исторического интереса. Две линии,  $\lambda\lambda 4959$  и  $5007$ , в спектрах планетарных туманностей приобрели известность еще в конце прошлого века, так как, будучи визуально самыми яркими у большинства этих спектров, они упорно не поддавались идентификации. Их приписывали неизвестному еще элементу *небулию* (от латинского слова *nebulula* — туманность). Однако с успехами квантовой теории и спектроскопии «небулий» был разгадан Боуэном в 1927 г. как дважды ионизованный кислород  $\text{O}^{++}$ , проявляющий себя в спектре туманностей запрещенными переходами в длинах волн  $\lambda\lambda 4959$  и  $5007$ .

Условия возникновения запрещенных линий были уже рассмотрены нами при объяснении спектра солнечной короны (см. § 5). Благодаря еще большей степени разрежения и вещества и излучения в планетарных туманностях накопление атомов (ионов) в метастабильных состояниях особенно облегчено.

В линиях «небулия»  $N_1$  и  $N_2$  содержится весьма значительная часть излучения туманности (они слабы лишь у тех туманностей, где из-за

слабого возбуждения кислород преимущественно однократно ионизован и тогда им излучается сильная линия [OII]  $\lambda$  3727, как это, например, видно в спектре NGC 40 на рис. 152). Заслуживает внимания вопрос об источнике их возбуждения. Правильный ответ на этот вопрос оказывается очень важным для понимания физики планетарных туманностей.

Суммарная интенсивность  $N_1 + N_2$  нередко в тысячу или две раз превосходит интенсивность такого же по ширине соседнего участка непрерывного спектра звезд. Механизм флуоресценции этого не объясняет, так как он потребовал бы, чтобы ядро туманности излучало за границей основной серии дважды ионизованного кислорода, т. е. за  $\lambda = 226 \text{ \AA}$ , столько же квантов, сколько их излучает туманность в линиях  $N_1 + N_2$ , но тогда нужно, чтобы температура ядра планетарной туманности достигла миллиона градусов! Наоборот, метастабильные уровни  $O^{++}$ , так же как и  $O^+$ , лежат близко к основному уровню у каждого из этих ионов (см. рис. 154), что делает их легко возбуждаемыми, но не излучением ядра, а столкновениями со свободными электронами.

### ЭЛЕКТРОННЫЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ПЛАНЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЕЙ

Электроны выбрасываются из атомов при ионизации квантами  $h\nu$  со скоростью  $v$ , определяемой из закона сохранения энергии (ср. (2.25)):

$$\frac{1}{2} mv^2 = h\nu - h\nu_0, \quad (28.3)$$

где  $\nu_0$  — частота, соответствующая энергии ионизации (частота границы основной спектральной серии). Когда ядро планетарной туманности горячее, кванты с  $h\nu > h\nu_0$  многочисленны и кинетическая энергия свободных электронов оказывается значительной. Посредством столкновений с ионами эта энергия распределяется между всеми газовыми частицами и определяет *кинетическую* или *электронную* температуру  $T_e$  вещества туманности. Если последнее состоит главным образом из водорода, то, как показывают детальные подсчеты, электронная температура будет лишь немного ниже температуры ядра туманности. Другое дело, когда имеется большая примесь атомов или ионов, вроде  $O^+$  или  $O^{++}$ , в этом случае заметная доля энергии электронов будет расходоваться на возбуждение этих ионов, отчего электронная температура  $T_e$  понижается. Если излучение ядра планетарной туманности нагревает ее, то ионы [OII] и [OIII] охладяют, так что в туманности устанавливается температура  $T_e$  около 10—12 тыс. кельвинов.

Существует несколько способов определения  $T_e$ . Один из них (способ Амбарцумяна) состоит в следующем. Как видно из рис. 154, ион OIII имеет, кроме  $N_1$  и  $N_2$ , еще один запрещенный переход с уровня  $^1S_0$  на  $^1D_2$ , при котором излучается линия  $\lambda$  4363, но уровень  $^1S_0$  лежит гораздо выше уровня  $^1D_2$  — верхнего для линии  $N_1$  и  $N_2$ . Возбудить ион на уровень  $^1S_0$  могут лишь гораздо более энер-



гичные электроны (см. задачу 1 к § 28), нежели электроны, возбуждающие до уровня  $1D_2$ , а это означает, что отношение интенсивностей линий  $(N_1 + N_2)/4363 \text{ \AA}$  будет тем меньше, чем выше электронная температура туманности. Измерения указанного отношения позволяют определить  $T_e$ . Она оказывается в пределах от 9 до 25 тыс. кельвинов.

Но энергия электронов расходуется также на излучение туманности в непрерывном спектре при обратном захвате электрона ионом и при свободно-свободных переходах электронов в полях ионов, когда энергия электрона после встречи с ионом меньше, чем до встречи; кроме того, нередки неупругие столкно-

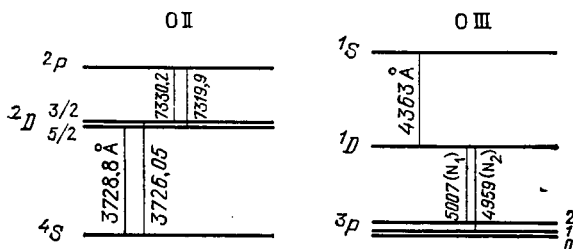


Рис. 154. Схема запрещенных переходов у ионов OII (слева) и OIII. Нижний уровень на обеих схемах — основной. Все показанные переходы — запрещенные. Особенно мала вероятность перехода  $\lambda 3728,8$  — один переход за 23 000 с. Переход  $N_1$  совершается один раз за 50 с, а у  $N_2$  — за 140 с

вения электронов с многочисленными атомами водорода. Если учесть все эти охлаждающие факторы и увязать их с наблюдаемыми характеристиками планетарных туманностей, то для них получаются значения  $T_e$  в пределах 9000—14 000 K.

## НЕПРЕРЫВНЫЙ СПЕКТР ПЛАНЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЕЙ. ИХ МАССЫ

Как видно из рис. 151 и 152, планетарная туманность может излучать довольно интенсивный непрерывный спектр. Он особенно хорошо заметен за границей бальмеровской серии ( $\lambda < 3646 \text{ \AA}$ ), что хорошо видно в спектре NGC 7009 на рис. 152. Это — рекомбинационное излучение, происходящее при возвращении электрона на второй уровень атома водорода.

В § 5 мы показали, что интенсивность этого излучения определяется в первую очередь интегралом  $\int_0^s n_e^2 ds$ , который мы назвали *мерой эмиссии* ( $M. E.$ ). Он берется вдоль толщи туманности  $s$ . Ввиду большой протяженности туманности принято уменьшать его в  $3,08 \times 10^{18}$  раз, т. е. выражать расстояние в парсеках. Благодаря этому  $M. E.$  для разных туманностей выражается числами порядка нескольких сотен или тысяч. Интеграл  $M. E.$  может быть непосредственно оценен из наблюдений поверхностной яркости и тогда, если располагать правильной оценкой геометрической толщи туманности  $\int ds$ , может быть без труда получена средняя концентрация электронов  $n_e$  \*). Нетрудно

\*) При этом нужно иметь в виду, что описанный механизм рекомбинационного излучения не является единственным в образовании непрерывного спектра планетарных туманностей. Некоторую долю интенсивности непрерывного спектра доставляют свободно-свободные переходы электронов в поле протонов, а так-

подсчитать в каждом месте длину луча зрения внутри сферической туманности или туманности, состоящей из оболочки определенной толщины, если известно расстояние до нее. Как мы уже указывали раньше, расстояния до планетарных туманностей определяются с большим трудом, да и разные методы определения  $n_e$  часто приводят к разногласиям в 2—5 раз, но порядок выводимых значений  $n_e$  заслуживает доверия: у средней планетарной туманности число электронов  $n_e$  на  $1 \text{ см}^3$  равно нескольким тысячам (от 1 до 6). У планетарных туманностей с низкой поверхностной яркостью, например у NGC 7293, изображенной на рис. 150,  $n_e \approx 100\text{—}180 \text{ см}^{-3}$ . Наоборот, у некоторых малых и плотных туманностей, отличающихся низким значением отношения интенсивностей  $(N_1 + N_2)/4363 \text{ \AA}$ , чтобы избежать непомерно высоких значений кинетической температуры, приходится принять значения  $n_e \approx 10^6 \text{ см}^{-3}$ .

По-прежнему считая, что водород в туманностях полностью преобладает над другими элементами, полагаем

$$n_e = n_i = n_H, \quad (28.4)$$

где  $n_H$  — число атомов водорода. При известных линейных размерах планетарной туманности (поперечник  $D$  см) получаем массу туманности

$$\mathcal{M} = \frac{\pi}{6} D^3 n_H m_H, \quad (28.5)$$

где  $m_H = 1/3 \cdot 10^{-24} \text{ г}$  — масса атома водорода. Для средней планетарной туманности получается масса от  $0,1 \mathcal{M}_\odot$  до  $0,01 \mathcal{M}_\odot$ .

Формула (28.5) содержит в себе плохо определяемую величину — линейный поперечник туманности, а также плотность водородных атомов — величину, непосредственно не наблюдаемую.

Можно построить другую формулу, в которой будут фигурировать в явном виде наблюдаемые величины. Поскольку излучение водородными атомами пропорционально  $n_e n_i = n_e^2$ , полное излучение туманности в какой-либо линии, например  $H_\beta$ , будет пропорционально  $\mathcal{M}_H^2 : V^2$ , а во всем объеме  $V$  туманности  $\mathcal{M}_H^2 : V$ , т. е. светимость  $L \propto \mathcal{M}_H^2 / (rp)^3$ , где  $r$  — расстояние до туманности, а  $p$  — ее угловой радиус. С другой стороны, если  $F$  — абсолютное значение потока в линии  $H_\beta$ , наблюдаемое на Земле, то полный поток, излучаемый туманностью, будет  $L \propto F r^2$ . Исключая  $L$  из последних двух выражений, найдем

$$\mathcal{M}_H^2 \propto F p^3 r^5$$

— формулу, в которой сильная зависимость  $\mathcal{M}$  от  $r$  подчеркнута. Поэтому лучше эту формулу «перевернуть»:

$$r \propto \frac{\mathcal{M}_H^{2/5}}{\rho^{3/5} F^{1/5}} \quad (28.6)$$

же двухфотонные переходы (см. дальше, с. 354). Если  $\int ds$  известен в пк, то из отношения  $\int \bar{n}_e^2 ds : \int ds$  получаем  $\bar{n}_e^2 \text{ см}^{-6}$  и, извлекая корень,  $\bar{n}_e \text{ см}^{-3}$ .

и использовать для нахождения расстояния  $r$ . Мы входим сюда в малой степени и для него можно подобрать какое-либо, одинаковое для всех планетарных туманностей, значение, например  $0,1 M_{\odot}$ , не опасаясь, что это приведет к большим ошибкам. Коэффициент пропорциональности определяют статистически по наиболее близким объектам, для которых значение  $r$  получают из других соображений. Таким образом получается шкала расстояний для планетарных расстояний (впервые получена Шкловским), надежная при сравнении расстояний разных туманностей, хотя и не столь надежная в абсолютном смысле.

Заметим, что если вместо потока  $F$  мы найдем поверхностную яркость  $I \propto F/r^2$  так, что  $L \propto \rho r^2$ , то формула (28.6) переписется следующим образом:

$$r \propto \frac{M_{\Pi}^{2/5}}{\rho I^{1/2}}. \quad (28.7)$$

### РАСШИРЕНИЕ ПЛАНЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЕЙ

Таким образом, планетарная туманность является довольно эфемерным образованием, но не столь эфемерным, как оболочки, выбрасываемые при вспышке новой (см. § 24). Тем не менее сходство ее с оболочками, выбрасываемыми при вспышках новых, проявляется в том, что планетарные туманности расширяются. Скорости расширения здесь невелики — от 14 до 40 км/с, и лишь в одном случае (NGC 2392) скорость превосходит 50 км/с. При этом расширение, показываемое линиями одних элементов, отличается от того, что показывают линии других элементов. Как правило, линии, соответствующие более высокой энергии ионизации, или более высокой стадии возбуждения, показывают и меньшую скорость расширения. Так, в линиях [NeV] (ионизационный потенциал 96 эВ) скорость расширения обычно близка к нулю, тогда как в линиях [NeII] (41 эВ) она достигает десятков километров в секунду — так же, как, скажем, у [OIII] (35 эВ), а в линиях [OII] (13,6 эВ) она немного больше. Правда, в линиях балмеровской серии H (13,5 эВ) расширение приблизительно такое же, как у линий гораздо более возбужденных [OIII] и [NeIII]. Вместе с тем линии более высокого возбуждения (NeV, HeII и т. п.) зарождаются в центральных частях планетарной туманности. По-видимому, туманность расширяется с ускорением и в ней имеется отчетливый градиент скоростей в направлении удаления от ядра, а также некоторая дисперсия скоростей от места к месту.

Сравнительно незначительные скорости расширения планетарных туманностей легко наблюдаются и измеряются благодаря тому, что спектральные линии их очень тонки. Так как туманность имеет небольшую оптическую плотность, то одновременно наблюдаются и передняя и задняя части ее оболочки и линии становятся двухкомпонентными в виде двух дуг (рис. 155), соответствующих приближающейся и удаляющейся сторонам туманности. Естественно, что на периферии ту-

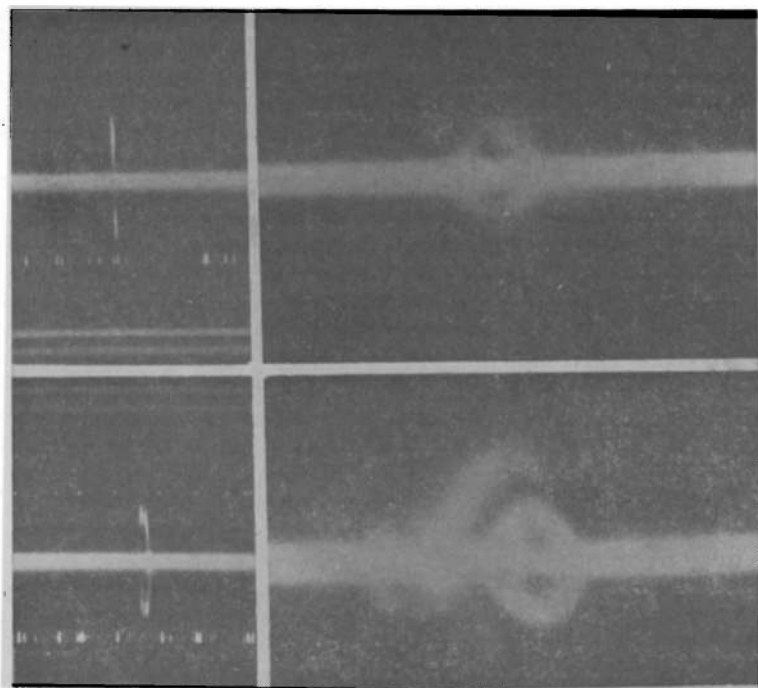


Рис. 155. Линии  $[\text{NeV}] \lambda 3426$  и  $[\text{NeIII}] \lambda 3868$  (внизу) на щелевых спектрограммах планетарной туманности NGC 2392. Расщепление линии  $\lambda 3868$  указывает на скорость расширения около 50 км/с. Справа — бесчелювые изображения туманности в тех же линиях

манности, где радиальные движения происходят перпендикулярно к лучу зрения, дуги сближаются и сливаются. Иногда одна из компонент отсутствует, что указывает на отсутствие передней или задней части оболочки.

### ПОЛЕ ЛАЙМАНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ПЛАНЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЯХ

Прозрачная для собственного излучения в видимой и ультрафиолетовой области спектра планетарная туманность гораздо менее прозрачна для излучения ядра в далеких ультрафиолетовых лучах, точнее, в лучах линий лаймановской серии  $L_\alpha$ ,  $L_\beta$ ,  $L_\gamma$ , . . . и за границей этой серии — в лучах лаймановского континуума  $L_c$ . Причина заключается в том, что при поглощении в этих частотах возбуждение атомов водорода происходит с основного уровня, т. е. наиболее населенного, и потому вероятность поглощения весьма высока, хотя она, конечно, смягчается очень сильной ионизацией водорода (в среднем один атом H I на тысячи ионов H II).

Высокая вероятность поглощения атомарным водородом квантов в частотах линий серии Лаймана приводит к многократному поглощению и переизлу-

чению этих квантов (рассеянию их) внутри планетарной туманности, особенно в линии  $L_{\alpha}$  (резонансной). Поле  $L_{\alpha}$ -излучения при этом обладает высокой плотностью, но в стационарных условиях оно не может ни увеличиваться, ни уменьшаться. Часть этих квантов диффундирует за пределы туманности благодаря действию двух механизмов, увеличивающих прозрачность водородного газа туманности к квантам  $L_{\alpha}$ . Эти механизмы суть некогерентное рассеяние и дисперсия скоростей внутри туманности.

Излучение  $L_{\alpha}$  происходит не только в основной частоте  $\nu_0$  этой линии, но и в соседних частотах, так же как и поглощение. Квант  $\nu_0$  при рассеянии переизлучается не обязательно в частоте  $\nu_0$ , а в некоторой другой  $\nu$ . Чем больше разность  $\nu - \nu_0$ , тем меньше вероятность нового его захвата каким-либо атомом водорода. В результате многократного рассеяния внутри туманности квант  $L_{\alpha}$  с частотой, близкой к  $\nu_0$ , может приобрести частоту  $\nu$ , уже не столь близкую к  $\nu_0$  (это соответствует крыльям линии  $L_{\alpha}$ ), так что он может «проскользнуть» через вещество туманности без поглощения.

В том же направлении действует и дисперсия скоростей внутри туманности, в частности, упоминавшийся выше градиент скорости в ней. Если атом  $A$  водорода излучит квант  $L_{\alpha}$  и этот квант встретится с водородным атомом  $B$ , имеющим относительно  $A$  лучевую скорость  $v$ , то для  $B$  квант с частотой  $\nu_0$  будет иметь доплеровский сдвиг  $\Delta\nu$  такой, что  $\Delta\nu = \nu_0 v/c$ . При большом  $\Delta\nu$  вероятность поглощения этого кванта сильно падает, так как немногие атомы обладают соответственно большой скоростью, и тогда квант  $L_{\alpha}$  может покинуть туманность.

Часть квантов  $L_{\alpha}$  может выйти из поля  $L_{\alpha}$ -излучения водородной туманности еще и благодаря процессу *дробления на два фотона*, если концентрация водородных атомов,  $n_H$ , не слишком высока. Дело в том, что у водорода второй уровень имеет три подуровня, очень слабо разделенные на  $0,364 \text{ см}^{-1}$  и  $0,035 \text{ см}^{-1}$ . Эти уровни —  $2P_{1/2, 3/2}$  и  $2S_{1/2}$ . Последний метастабилен по отношению к основному уровню  $1S_{1/2}$ . Переходы  $2P_{1/2, 3/2} \rightarrow 1S_{1/2}$  нормальны и дают линию  $L_{\alpha}$ , а переход  $2S_{1/2} \rightarrow 1S_{1/2}$  имеет очень низкую вероятность. В тысячу раз более вероятен тот же переход, совершенный в два приема с излучением двух фотонов с частотами  $\nu'$  и  $\nu''$  такими, что  $h\nu_0 = h\nu' + h\nu''$ . Ранее было указано, что каждый квант, излученный ядром, дробясь, заканчивает свое существование как  $L_{\alpha}$ -квант. Но 30 % каскадных переходов электрона до второго уровня заканчивается уровнем  $2S_{1/2}$ , откуда выход осуществляется путем двухфотонного излучения. Величины  $\nu'$  и  $\nu''$  могут быть какими угодно от  $\nu_0$  до нуля, т. е. в длинах волн от  $1216 \text{ \AA}$  до  $\infty$ , но максимум вероятности имеет излучение  $\lambda 1400 \text{ \AA}$ . В фотографической области от  $\lambda 4800 \text{ \AA}$  до  $\lambda 3600 \text{ \AA}$  оно значительно менее вероятно (около 5 % от максимальной) и мало зависит от длины волны. Очевидно, оно проявит себя как непрерывный спектр туманности в дополнение к свечению за границей серий Бальмера и Пашена, что фактически и наблюдается у планетарных туманностей.

Описанный процесс находит малое применение для  $L_{\alpha}$ -квантов, появляющихся в результате многократного рассеяния в планетарной туманности. Для этого нужно большее число актов рассеяния, чем те  $10^6$  раз, которые в среднем испытывает квант  $L_{\alpha}$  внутри планетарной туманности.

## ГРАНИЦА ПЛАНЕТАРНОЙ ТУМАННОСТИ

Пока кванты лаймановского континуума распространяются по области III ионизованного водорода (ионизацию которого они лишь поддерживают), их захват мало вероятен и поглощение их очень мало. Таким

образом, большие просторы планетарной туманности имеют малую оптическую толщину  $\tau_c$  в частотах  $L_c$ . Но по мере удаления от центральной звезды (ядра планетарной туманности) поток ионизирующего излучения падает пропорционально  $r^{-2}$ , растет диллюция излучения, и ионизация водорода начинает падать, а оптическая толщина  $\tau_c$  расти; это вызывает дальнейшее ослабление ионизирующего излучения и новое падение ионизации водорода и т. д. В результате, на протяжении очень тонкого слоя почти полная ионизация водорода в планетарной туманности сменяется нулевой ионизацией — область III сменяется областью II (см. об этом подробнее на с. 363).

Но имеют ли планетарные туманности продолжение за видимые пределы в виде оболочки II? Вопрос этот остается в настоящее время открытым. Радиоизлучение их на волне 21 см очень слабо и не позволяет сделать определенного заключения о наличии заметных количеств нейтрального водорода. С другой стороны, расширяющееся вещество планетарной туманности при наблюдаемых скоростях расширения достигает границы наблюдаемой части туманности за полторы — три тысячи лет. Если планетарная туманность существует дольше, то за ее пределами обязательно должна существовать оболочка нейтрального водорода. Но область вне планетарной туманности может существовать и независимо от нее, как самостоятельное облако II Млечного Пути.

Причиной расширения планетарной туманности может быть некий первоначальный акт, исходящий из ядра ее (см. дальше). Затем при расширении вещество туманности подвергается дополнительному воздействию со стороны как излучения звезды-ядра в лучах  $L_\alpha$  и  $L_c$ , так и со стороны  $L_\alpha$ -излучения самой туманности. Во внешних частях планетарной туманности поток того и другого идет в основном из центра наружу, поглощение квантов сопровождается поглощением их импульса  $h\nu/c$ , направленного наружу, в то время как переизлучение может быть направлено куда угодно. Создается устойчивый внешне-радиальный поток импульса — световое давление. Основной причиной, однако, является усиленное чисто тепловое расширение газа (при  $T_e = 10—12$  тыс. кельвинов оно происходит со скоростью около 10 км/с). Световое давление, более эффективное в зоне II, может вызвать отрыв внешней оболочки и туманность становится двухоболочечной на сравнительно недолгое время; так как при быстром расширении поверхностная яркость ее быстро падает и она перестает быть видимой. В то же время прекращение поступления вещества в туманность во внутренней ее области приводит к образованию здесь относительной пустоты. Туманность становится кольцеобразной \*).

В самые последние годы у планетарных туманностей было обнаружено сильно избыточное излучение в инфракрасной области (около 5—10 мкм и больше). Можно думать, что оно рождается в пылевой обо-

\*) Центральные части кольцеобразной туманности светятся. Плотность вещества в них понижена в два — три раза против плотности оболочки, видимой в форме кольца, так как температура газа в них значительно выше, чем на периферии.

лочке, окружающей туманность, при нагреве пылевых частиц и последующем их излучении. Этот факт бросает свет на процессы образования планетарных туманностей. Туманность могла возникнуть при спокойном отделении атмосферы холодного гиганта, при котором обнажаются ее горячие центральные части. В самых холодных верхних слоях гиганта могли образовываться графитовые частицы — «звездная сажа». Эти частицы, двигаясь под влиянием светового давления звезды прочь



Рис. 156. Планетарная туманность «Дамбелл» (так на английском языке называется гантель) — одна из самых ярких и больших планетарных туманностей. Расположена в созвездии Лисички и имеет размеры  $4' \times 8'$ . Центральная звезда около  $14^m$

от нее, увлекали за собой и газовые частицы, что послужило началом образования туманности.

Кроме основных форм, — планетарной, двухболоочечной и кольцеобразной, планетарные туманности имеют и совершенно отличные формы — геликоидные, Z-образные, прямоугольные, а также отдельные крупные симметрично расположенные детали, которые можно характеризовать как биполярную структурность (рис. 156). По-видимому, в образовании этих форм важную роль играют магнитные поля — допущение естественное, поскольку вещество туманности есть плазма. Общее галактическое магнитное поле, проявляющее себя, например,

в поляризации света звезд (см. § 26), здесь не играет заметной роли, так же как и дипольное поле звезды (оно очень быстро уменьшается с расстоянием!).

По химическому составу планетарные туманности не представляют ничего особенного; в среднем по 40 туманностям химический состав таков (приводятся  $\lg N$  — относительного числа атомов в произвольных единицах):

H 12,00 O 8,5 S 7,9:

He 11,22

N 8,2: Ne 8,1 A 6,7:

Среднее значение отношения числа атомов H : He равно 6 : 1.

### ЯДРА ПЛАНЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЕЙ

Ядра планетарных туманностей являются во всех отношениях примечательными объектами, так как они принадлежат к самым горячим звездам, известным нам. Среди них встречаются и звезды с признаками звезд Вольфа — Райе, и обычные O — абсорбционные, и звезды Of, и, наконец, звезды с непрерывным спектром, т. е. лишенные спектральных линий. Последние — наиболее горячие в классе O. Так, оценка температуры у центральной звезды туманности NGC 6445 привела к значению 170 000 K, а у NGC 2440 — 35 000 K.

Наряду с этим ядра планетарных туманностей, как мы видели, обладают очень большой дисперсией абсолютных звездных величин  $M$ , до  $+10^m$ , значительно более низких, чем у нормальных горячих звезд описанных выше классов. По своему положению на диаграмме Г—Р они располагаются в области голубых карликов пониженной светимости и соединяют горячий конец главной последовательности с белыми карликами, образуя вместе с другими подобными звездами белоголубую последовательность звезд, идущую прямо вниз (Б. А. Воронцов-Вельяминов). Конечно, при пониженной светимости ядра планетарных туманностей имеют и пониженные размеры и повышенные плотности, промежуточные между нормальными звездами и белыми карликами.

Мы рассматривали ранее звезды Вольфа — Райе как нестационарные объекты. Ядра планетарных туманностей показывают еще один признак непостоянства — их температура меняется. К такому выводу приводят нас наблюдавшиеся изменения в спектрах некоторых планетарных туманностей. Так у туманности NGC 4997 на протяжении немногих десятилетий наблюдалось изменение отношения интенсивностей линии [OIII]  $\lambda$  4363 :  $H_\gamma$  от 1,6 до 0,6, а у NGC 6905 линий HeII  $\lambda$  4686 :  $H_\beta$ . В обоих случаях можно говорить об изменении кинетической температуры  $T_k$ , но оно вызвано изменением температуры ядра  $T_*$ . В первом случае имело место падение, а во втором повышение температуры, и это заставляет думать, что изменения не систематические, эволюционные, а более или менее случайные флуктуации.



## ПРОИСХОЖДЕНИЕ ПЛАНЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЕЙ

По вопросу о происхождении планетарных туманностей существуют большие разногласия. Что ядро планетарной туманности и сама она связаны неразрывно — это не оспаривается никем. Столь же бесспорно, что видим мы планетарную туманность только благодаря наличию очень горячей звезды в центре ее; звезда с низкой температурой, например, класса В5 или позднее, не смогла бы вывить для нас окружающую туманность, даже если бы такая существовала — излучение ядра в данном случае не было бы достаточно жестким. Но было бы глубоко неверным предполагать, что ядро туманности могло бы провозгласить от класса Вольфа — Райе или О к классу В5 за время существования туманности: при наблюдаемых в них скоростях расширения внутренняя граница оболочки планетарной туманности удалится до расстояния внешней границы всего лишь за 2—3 тысячи лет — время слишком короткое для обычной эволюции звезды. Возражение против того, что длительный выброс из ядра порождает планетарную туманность, вытекает из следующих соображений.

Наши подсчеты мощности выброса вещества из звезды Вольфа — Райе привели к значению  $10^{-5} M_{\odot}$  в год (см. § 22), но там речь шла о звездах несравненно большего радиуса, чем ядра планетарных туманностей, между тем как масса выброса пропорциональна квадрату радиуса звезды (ср. формулу (22.1)). Таким образом, ядро планетарной туманности типа Вольфа — Райе могло бы выбросить массу ее (равную  $0,1 M_{\odot}$ ) самое меньшее за  $10^5$  лет, а фактически за много больший срок, тогда как планетарные туманности — гораздо более кратковременные образования. Нельзя связать появление планетарной туманности ни со вспышкой новых (ибо масса оболочки при такой вспышке слишком мала), ни со вспышкой сверхновых, так как планетарных туманностей слишком много, да и расположены они в Галактике без особой концентрации к основной плоскости. В свете открытия избыточного инфракрасного излучения планетарных туманностей (см. выше) правильнее допустить, что они являются результатом одновременного сброса оболочки звезды-гиганта. Сброс обнажил ее горячие подфотосферные слои, при одновременном спадании этих более глубоких слоев так, чтобы новые (малые) размеры звезды как раз соответствовали высокой температуре  $T_*$  ядра при данной ее светимости  $L$ . Звезды голубые с низкой светимостью действительно встречаются и вблизи и вдали от основной плоскости Галактики и в количествах, которые позволяют их рассматривать как бывшие ядра планетарных туманностей.

## ДИФфуЗНЫЕ ГАЗОВЫЕ ТУМАННОСТИ

Диффузные газовые туманности, так же, как и планетарные, светятся благодаря облучению их соседними горячими звездами спектрального класса не позже В0 (см. § 26) \*). Для них справедливо то же соотношение Хаббла (26.18) между предельными размерами  $a$  и блеском облучающей звезды  $m_*$ , которое справедливо для пылевых туманностей, только постоянная в формуле другая. Лишь очень незначительное число диффузных туманностей не удается связать со звездами. Диффузные газовые туманности имеют резкую концентрацию к плоскости Млечного Пути, что в значительной степени определяется резкой галактической концентрацией горячих звезд, возбуждающих туманно-

\*) В тех редких случаях, когда источником свечения эмиссионной газовой туманности выступает звезда позднего спектрального класса, какова, например, туманность у переменной R Водолея (R Aqr), можно предполагать наличие у такой звезды горячего спутника, слабого визуально и яркого в ультрафиолетовой области (см. § 25 и рис. 134).

сти. Во многих случаях звезда и диффузная туманность лишь случайно оказались по соседству в пространстве, а других — они генетически связаны общим происхождением, особенно в тех случаях, когда в туманность погружена не одна, а много звезд, образующих звездное скопление ранних звезд или широкую звездную ассоциацию. Наиболее убедительным примером этого рода может служить туманность Ориона, в центральной, наиболее яркой части кото-

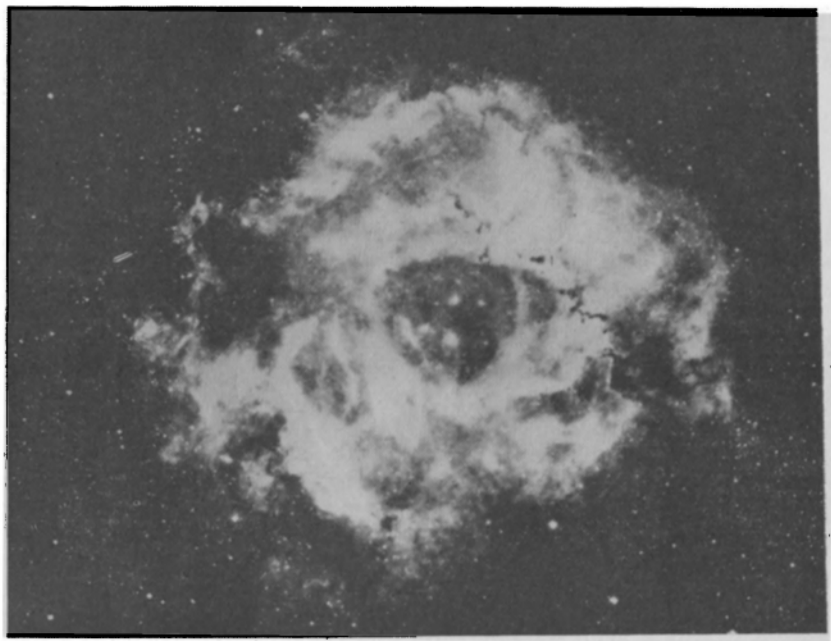


Рис. 157. Туманность Розетка в созвездии Единорога (Monoceros), NGC 2237-38, содержащая в себе богатое рассеянное звездное скопление (NGC 2244) горячих звезд класса О (Крымская астрофизическая обсерватория)

рой находится знаменитая трапеция Ориона (см. рис. 75), а в более обширных пространствах — множество горячих и негорячих звезд. Столь же ярким примером ассоциации звезд и туманности является туманность «Розетка» (рис. 157) NGC 2237, 2238 в Единороге, содержащая в себе большое скопление NGC 2244 звезд О с эмиссией.

Рассмотрение физических процессов в планетарных туманностях помогает нам представить себе, что произойдет, если внутри сгущения неионизованного межзвездного газа или близ него рождается или приходит извне очень горячая звезда. Ионизирующее излучение последней начинает энергично нагревать газ в туманности, туманность светится в линиях бальмеровской серии и других линиях, как разрешенных, так и запрещенных (рис. 158). Поскольку температуры возбуждающих звезд не так высоки, как у ядер планетарных туманностей, воз-

буждение в диффузных туманностях не столь высокое. Линии [OIII] не доминируют в спектре, достаточно сильной выступает линия [OII]  $\lambda$  3727, особенно в периферических частях туманности, вдали от возбуждающей звезды. Температура  $T_e$  туманности близка к 10 000 К; естественно, что газ, нагретый до такого уровня, будет энергично расширяться.

К монохроматическому излучению туманности присоединяется непрерывное излучение — двухквантовое, при свободно-свободных переходах и за границей бальмеровской серии, тем более интенсивное, чем выше электронная концентрация газа. В своих центральных частях

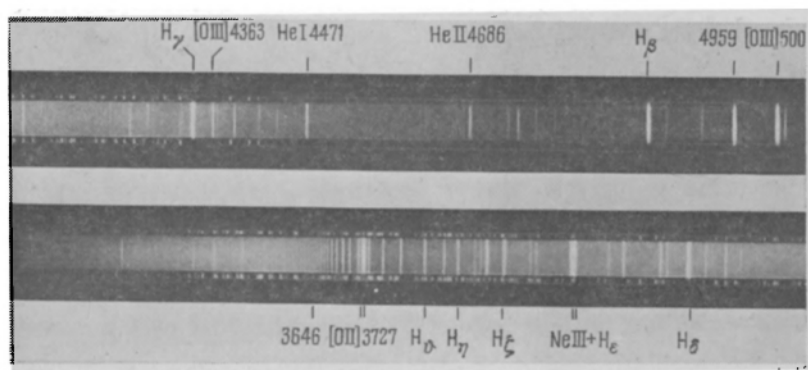


Рис. 158. Спектр туманности Ориона. Линии небуля [OIII] сравнимы с соседней линией  $H\beta$  и линией [OII]  $\lambda$  3727. Линия [OIII]  $\lambda$  4363 значительно слабее. Возбуждение здесь значительно слабее, чем у планетарных туманностей. Сильно непрерывное свечение за границей серии Бальмера (левее  $\lambda$  3646)

туманность Ориона настолько ярка, что запечатлевается на фотографиях с секундной экспозицией (при умеренных светосилах). Эта высокая яркость соответствует значениям электронной концентрации  $n_e = 2 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$ , а на периферии она снижается до  $3 \cdot 10^2 \text{ см}^{-3}$ ; такое значение встречается у многих других эмиссионных диффузных туманностей.

Размеры диффузных туманностей разнообразны. Самые известные из них имеют обычно размеры в несколько парсек. Так, например, главная часть туманности Ориона имеет поперечник около 6 пк, туманность Розетка — около 15 пк, а туманность Америка (рис. 138) даже 30 пк. У последней, как и у многих других, имеется довольно значительная примесь пыли. Массы туманностей тоже разнообразны и в отдельных случаях достигают огромных значений в несколько сотен солнечных масс (туманность Ориона, Розетка, Омега и т. п.). Поскольку поверхностная яркость от расстояния не зависит, яркие диффузные туманности без особого труда обнаруживаются в других галактиках, если при фотографировании большая светосила камеры сочетается с крупным масштабом. При этом очень эффективно фотографирование

в лучах линии  $H_{\alpha}$ , светящейся очень сильно в диффузных туманностях. Из таких газовых туманностей вне Галактики особенно хорошо известна туманность 30 Doradus (Золотой Рыбки) в Большом Магеллановом Облаке, именуемая еще туманностью Тарантула. Ее поперечник больше 400 пк,  $n_e \approx 200 \text{ см}^{-3}$  и масса около  $5 \cdot 10^6 M_{\odot}$ .

Самое яркое место туманности занимает звезда HD 38268, которую естественно считать источником возбуждения, но для возбуждения столь гигантской массы, как  $10^6 M_{\odot}$ , возбуждающая звезда сама должна обладать гигантской светимостью и, следовательно, гигантской массой. Высказывались предположения о возбуждающей массе порядка 250—1000 и даже более  $2500 M_{\odot}$ , а так как подобной звезды не видно, то выдвигалась гипотеза о черной дыре и рентгеновском излучении при аккреции на нее. Это не более чем гипотеза *ad hoc*. Более реалистичным будет вернуться к возбуждению звездой. При  $m_V = 11,22^m$  у HD 38268  $M_V = -8,58$  ( $A = 1,2$ ), а это даже со всевозможными искусственными допущениями требует, чтобы звезда имела массу порядка  $130 M_{\odot}$ . Возможность существования такой звезды сомнительна. Она будет раздута до разрушения лучистым давлением (см. § 15).

Выход намечается с другой стороны. Звездой HD 38268 = R 136 (по списку обсерватории Radcliff) заинтересовались как возможной кратной, и с помощью микрометрических и спекл-интерферометрических измерений выяснилось, что R 136 состоит по крайней мере из четырех звезд: 136  $a'_1$  и  $a'_1$  с угловым расстоянием  $\rho = 0,10''$ , пара 136  $a$ — $b$  с  $\rho = 0,7''$  известна давно, пара 136  $a_1$ — $a_2$  разделена  $\rho = 0,49''$ , а всего имеется 8 звезд в круге диаметром  $1''$ . Это — более крупный аналог Трапедии в Орионе. Можно предположить, что эти все звезды имеют массы порядка  $100 M_{\odot}$ , что находится на пределе возможного. Они имеют сильное ультрафиолетовое излучение, которое все поглощается веществом туманности. Конечно, диффузная туманность обычно весьма неоднородна, о чем говорит ее сложная структура. Крупные потоки светящегося вещества или завихрения говорят о сложных хаотических движениях. В туманности Ориона были измерены лучевые скорости отдельных ее частей, которые указывают на беспорядочные турбулентные движения крупного масштаба с относительными скоростями, достигающими 12 км/с. Мелкие турбулентные ячейки размером около 0,02 пк движутся с меньшими скоростями.

## ОБЛАСТИ ИИ И ИХ РАЗМЕРЫ

Когда горячая звезда начинает воздействовать на холодный газ, ионизация распространяется в нем до известного предела, далее которого холодный нейтральный водород создает слишком большую непрозрачность для ионизирующего излучения за границей лаймановского континуума. За этим пределом туманность как сгущение газового вещества существует, но она невидима иначе, как в форме радиоизлу-

Т а б л и ц а 17

Радиусы  $r_0$  зон III вокруг горячих звезд разных спектральных классов (Sp) при  $n_H = 1 \text{ см}^{-3}$

Sp	$M_v$	$T_*$	$r_0$ , пк	Sp	$M_v$	$T_*$	$r_0$ , пк
O6	—3,9	40 000	80	B3	—1,2	18 500	8
O9	—3,6	32 000	53	B5	—0,8	15 500	4,2
B0	—3,1	25 000	28	A0	—0,9	10 700	0,6
B2	—1,8	20 000	11,6				

чения на волне 21 см. Такое излучение обнаружено у всех ярких диффузных туманностей.

Размеры области III зависят от свойств возбуждающей звезды. Они, очевидно, тем больше, чем горячее звезда, чем больше светимость ее и чем меньше плотность водорода. Последняя зависимость вытекает из поглощения ионизирующего излучения. В таблице 17 приведены радиусы  $r$  областей III, устанавливающихся вокруг звезд разных спектральных классов при плотности водорода  $n_H = 1 \text{ см}^{-3}$  и электронной температуре области  $T_e = 10\,000 \text{ К}$ . С изменением плотности  $n_H$  радиус  $r$  изменяется пропорционально  $n_H^{-2/3}$ .

Вычисление  $r$  в таблице 17 производится на основании следующих соображений. Из-за поглощения ионизирующего излучения в формуле (28.2) необходимо ввести справа фактор  $e^{-\tau_c}$ , где  $\tau_c$  — оптическая толща проходимого ионизирующей радиацией слоя газа. Пока этот слой почти полностью ионизован,  $\tau_c$  нарастает очень медленно с расстоянием  $r$  от возбуждающей звезды, но при некотором значении  $r_0 - \Delta r$  от ослабления плотности излучения ионизация ослабляется, что вызывает резкое повышение непрозрачности газа, а это в свою очередь уменьшает ионизацию ( $-e^{-\tau_0}$ ) и т. д. В результате на протяжении малого отрезка область III сменяется областью II. Этот переход осуществляется приблизительно при  $\tau_c = 1$ . Для вычисления соответствующего значения  $r$  обратимся к (28.1) и (28.2). Положим

$$C_1 = \frac{2u_1}{u_0} \frac{(2\pi m k T_*)^{3/2}}{h^3} \left( \frac{T_e}{T_*} \right)^{1/2} e^{-\frac{h\nu_0}{kT_*}}, \quad (28.8)$$

$$n^+ = n_e = n_H.$$

Тогда число нейтральных атомов водорода  $n_1$  будет равно

$$n_1 = n_H^2 \frac{4r^2}{R^2} \frac{1}{C_1},$$

а оптическая толща

$$\tau_c = \int_0^{r_0} k_v n_1 dr = k_v n_H^2 \frac{4}{R^2 C_1} \frac{r_0^3}{3}.$$

Приравнявая эту величину единице, найдем

$$r_0 = \left( \frac{3}{4} \frac{C_1}{k_v} \frac{R^2}{n_H^2} \right)^{1/3}. \quad (28.9)$$

Здесь  $k_v = 6,3 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$  — коэффициент поглощения за границей серии Лаймана, рассчитанный на один атом водорода. Если мы хотим выражать  $R$  в радиусах Солнца, а  $r$  — в парсеках, то после подстановки численных значений постоянных в формулах (28.8) и (28.9) получим

$$r_0 \approx \frac{1}{2} \left\{ T_* T_e^{1/2} e^{-\frac{h\nu_0}{kT_*}} R^2 \frac{1}{n_H^2} \right\} \text{ пк}. \quad (28.10)$$

Наконец, воспользовавшись формулой (25.4) из КПА, найдем окончательное выражение

$$\lg r_0 = -0,3 + \frac{1}{3} \lg T_* + \frac{1}{6} \lg T_e - \frac{18600}{T_*} - 0,133 M_v - \frac{2}{3} \lg n_H, \quad (28.11)$$

с помощью которого построена таблица 17.

### ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ГАЗА И ИЗЛУЧЕНИЯ ГОРЯЧЕЙ ЗВЕЗДЫ. ДВИЖЕНИЯ ВНУТРИ ГАЗОВОЙ ТУМАННОСТИ

Как уже указывалось выше, нагретый при ионизации газ расширяется. Расширение в вакуум идет без осложнений, но при расширении в сторону холодных водородных масс вызывает ряд явлений на поверхности раздела. Давление со стороны ионизованной зоны III  $p_{II} = 2n_e kT_{II}$ , так как  $n_i = n_e$  при  $T_{II} = 5000-10\,000 \text{ К}$ , а со стороны зоны II  $p_I = n_i kT_I$ , где  $n_H = n_i$  и  $T_I = 100 \text{ К}$ . Разница между тем и другим вызывает заметное ускорение движения межзвездного газа прочь от звезды. Наряду с этим плотные ионизируемые массы газа, расширяясь, оттекают по горячей области назад к звезде и по реактивному принципу передают импульс неионизованным массам вперед от звезды. Встречаясь со значительными уплотнениями в зоне II, ионизирующее излучение не в состоянии превращать их в зоны III, так как в тонком, но плотном оттекающем слое на границе двух зон оно эффективно поглощается. В то же время в холодной зоне давление  $p_I$  возрастает под воздействием уплотняющего давления зоны III до тех пор, пока в холодном газе число частиц  $n_i$  не станет равным  $2n_e T_{II} / T_I$ . Тогда  $p_I$  успешно противодействует величине  $p_{II}$  и горячие газы обтекают холодные плотные области, которые становятся видимыми как темные длинные выступы. Подобные выступы, получившие название «слоновых хоботов», известны у нескольких туманностей. Особенно эффектны они у туманности, связанной со скоплением горячих звезд Мессье 16 (NGC 6611) в созвездии Змеи (рис. 159).

Здесь, как и у многих других туманностей, наблюдаются блестящие *ободки*, отделяющие светящуюся зону III от темной II. В них проявляется наиболее динамическая часть процесса становления диффузной туманности. Как сказано выше, на границе двух зон образуется хотя и тонкий, но плотный слой ионизованного газа, в кото-

ром  $n_2^2$  больше, чем в остальных местах области НII, почему этот слой и выделяется своей яркостью. Сюда примешивается еще один процесс: горячий плотный газ расширяется в сторону плотного нейтрального водорода со сверхзвуковой скоростью, в результате чего возникает и распространяется в зоне НI ударная волна, в которой температура значительно повышена. Впрочем, обычно это повышение не превосходит 1000 К и не вызывает свечения водорода. Свечение возникнет лишь



Рис. 159. Газовая туманность в созвездии Змея, ассоциированная со скоплением М16 горячих звезд Ое. Выделяются темные «слоновые хоботы» неионизованного вещества и светлые ободки вокруг них

как следствие ионизации, которая становится возможной после оттока горячего газа от границы зоны, так что кванты  $L_c$  проникают через границу беспрепятственно. Разогревание туманности и последующее расширение ее ведут к тому, что туманность становится все более разреженной, а плотность ионизирующего излучения также падает, так что туманность приходит в конце концов к стационарному состоянию, которое может медленно изменяться вследствие движения звезды относительно туманности.

Тепловое расширение туманности будет сдерживаться давлением  $p_1$  газа в холодной области.

Обтекая уплотнения нейтрального водорода, куда ионизирующее

излучение проникает с трудом, горячий газ расширяющейся области III может сжать холодный газ вместе с содержащейся в ней пылью до плотностей, при которых газ способен сжиматься дальше самостоятель-



Рис. 160. Совокупность волокнистых туманностей («Перистая», «Воронка»,...) NGC 6960, 6992-5 в Лебедь (негатив). Фотография получена в свете  $\lambda 3727$  [OII] и очень хорошо показывает волокнистую структуру. Почти так же выглядят эти туманности в лучах  $H_{\alpha}$  (Астрофизическая обсерватория АН Казахской ССР)

но под действием гравитации, а уплотненная в нем пыль придает сгущению высокую или полную непрозрачность. Таково, можно думать, происхождение описанных в § 26 глобул, часто видимых на фоне ярких диффузных туманностей (см., например, рис. 157 и 159). Дальней-



шее сжатие глобулы, если ее плотность достаточна, чтобы силы тяготения могли это сделать самостоятельно, может привести к образованию в центре ее звезды. Известно немало случаев, когда звезда типа Т Тельца находится внутри освещаемой ею туманности, которая имеет кометообразную форму и головой своей обращена к горячей возбуждающей звезде; с этой стороны туманность также имеет светлый ободок. Кометообразную туманность можно поэтому рассматривать как «слоновой хобот», освещенный изнутри образовавшейся недавно молодой звездой типа Т Тельца.

Распространение ударной волны при расширении горячего ионизованного водорода в зону нейтрального водорода вызывает сильное разогревание газа за фронтом этой волны, где происходит сильное сжатие. Чтобы этот процесс привел к свечению водорода, необходима скорость движения разогретого газа не менее 100 км/с. Скорости такого порядка и больше можно встретить среди остатков оболочек сверхновых. При последующем быстром охлаждении газа до температур 10 000—30 000 К ионизованный водород и другие элементы быстро высвечиваются, так что прохождение фронта будет обозначено тонким волокном, толщина которого определяется длиной пути фронта ударной волны за время возвращения ионов водорода обратно в нейтральное состояние. Подсчеты дают для этой толщины значения в немного сотых долей парсека, что согласуется с наблюдаемыми толщинами волокон *волокнистых туманностей*. Последние встречаются на небе часто (см. рис. 160) и хотя дают эмиссионный спектр, соответствующий описанному механизму свечения, но обнаружить возбуждающую звезду для них не удастся. Быть может, все они порождаются оболочками, выброшенными в прошлом при вспышках сверхновых. Звезда, оставшаяся после вспышки, неотличима от других звезд поля, или она вообще перестает быть видимой, а оболочка, сильно заторможенная при своем продвижении по межзвездной среде (до скорости около 100 км/с), еще проявляет себя.

В одном случае такая звезда все же обнаружена, но, вследствие сильного межзвездного поглощения, не в оптическом диапазоне. Это рентгеновский источник Лебедь X-3 (Cyg X-3), который давно известен как сильный и переменный источник радиоизлучения, теперь он выявлен и как инфракрасная звезда. Рентгеновское излучение пульсирует с периодом 4,8<sup>h</sup>, такие же пульсации обнаружены у радиоизлучения и, наконец, в  $\gamma$ -излучении (в области энергий больше 100 МэВ). По-видимому, именно он является остатком сверхновой, породившей систему волокнистых туманностей на рис. 160.

### РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ ГАЗОВЫХ ТУМАННОСТЕЙ

Радиоизлучение обнаружено у многих диффузных туманностей, а также (более слабое) у планетарных. Оно заметно усиливается с увеличением частоты принимаемого излучения и становится независимым от частоты в области 100 МГц и более, т. е. при длинах волн, меньших 30 см (рис. 161). Как показывает теория, именно так должна излу-

чать в этом диапазоне сильно нагретая газовая масса, прозрачная к такому излучению. Это — чисто тепловое излучение, источником которого служат свободно-свободные переходы электронов в поле ионов. Его интенсивность также определяется мерой эмиссии  $M. E.$ , как и в

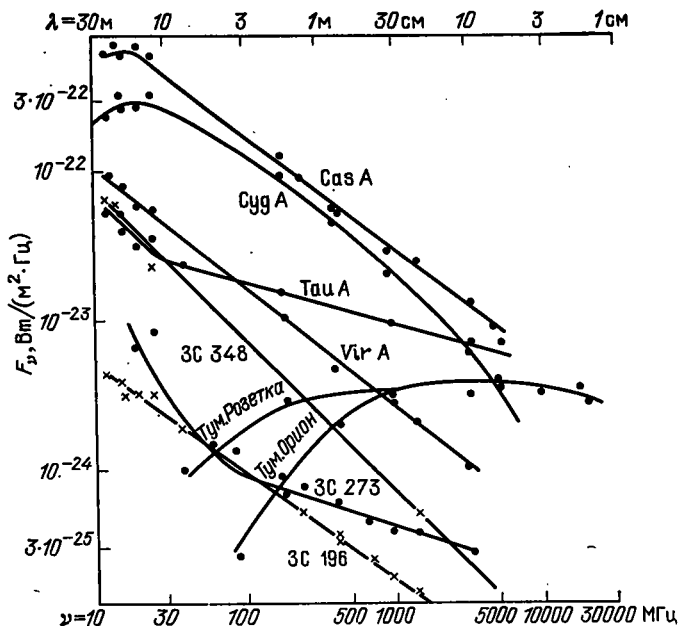


Рис. 161. Спектральное распределение энергии в радиодиапазоне у нескольких космических источников. По осям отложены величины  $F_\nu$  и  $\nu$  в логарифмической шкале. Туманности Ориона и «Розетка» обладают тепловым излучением, которое вначале быстро нарастает ( $\sim \nu^2$ ) с возрастанием частоты, а затем стабилизируется в соответствии с теорией [см. формулу (28.15)]. Все остальные источники на диаграмме — нетепловые и, если исключить длинноволновую область, аппроксимируются прямой  $\lg F_\nu = -\alpha \lg \nu + c$ . Для двух крайних случаев  $\tau_{\text{А}}$  и  $\text{Vir A}$  значения  $\alpha$  равны соответственно 0,27 и 0,76

оптическом диапазоне, и получаемая, таким образом, концентрация электронов  $n_e$  сходна с тем, что дают фотографические наблюдения.

Если газовый слой имеет повсюду одинаковую кинетическую температуру  $T_k$ , то наблюдаемая яркостная температура  $T_b$  определяется формулой (27.10) и при малой оптической толще  $\tau_\nu$ , беря первый член разложения  $e^{-\tau_\nu}$ , получим

$$T_b = T_k \tau_\nu. \quad (28.12)$$

Теория распространения радиоволн в нагретом газе, учитывающая в качестве источника поглощения свободно-свободные переходы электронов в поле иона, приводит к следующему выражению для оптической толщи (\*):

$$\tau_\nu = \frac{c_i}{T_k^{3/2} \nu^2} \int n_i n_e ds = \frac{c_i}{T_k^{3/2} \nu^2} (M. E.), \quad (28.13)$$

\*) См., например, Каплан С. А., Пикельнер С. Б. Межзвездная среда. — М.: Физматгиз. — 1963. — С. 71.

где  $c_1$  — почти константа (слабо зависящая от  $T$  и  $\nu$ ), а  $(M. E.)$  — мера эмиссии. Таким образом, из двух последних формул следует, что (при  $T_K \approx 10^4$ )

$$T_b = \frac{c_1 (M. E.)}{T_K^{1/2} \nu^2} \approx 3,5 \cdot 10^{-6} \lambda^2 (M. E.). \quad (28.14)$$

Для центральной части туманности Ориона на  $\lambda = 8$  мм найдено  $T_a = 2,8$  или  $T_b = 8,8$  К, откуда  $(M. E.) \approx 4 \cdot 10^6$ ; для туманности Омега соответствующие числа: 0,76, 2,0;  $10^6$  К.

С другой стороны, оборачивая формулу (27.9), найдем, что при малых  $\tau$  интенсивность радиоизлучения

$$I_\nu = \frac{2\nu^2 k T_K \tau_\nu}{c^2} = \frac{2k T_b}{\lambda^2} = 7k \cdot 10^{-6} (M. E.) \approx 10^{-21} (M. E.) \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \cdot \text{ср} \cdot \text{Гц} \cdot \text{с}} \quad (28.15)$$

не зависит от частоты. Очевидно, наблюдаемая плотность потока радиоизлучения также не должна зависеть от частоты. Именно это и наблюдается у газовых туманностей на высоких частотах (см. на рис. 161 кривые туманностей Ориона и «Розетка»). На низких частотах  $\tau_\nu$  велико и примененные нами упрощения более недопустимы.

### КРАБОВИДНАЯ ТУМАННОСТЬ — ИСТОЧНИК РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ТЕЛЕЦ А

Крабовидная туманность (см. рис. 130) долгое время рассматривалась как планетарная, лишь не совсем обычного вида и размеров — до 1 пк в наибольшем поперечнике. Когда стали сильны аргументы в пользу того, что она является остатком вспышки Сверхновой 1054 г. (§ 24), было подвергнуто тщательному анализу ее физическое состояние, которое показало много особенностей, не встречающихся у других туманностей. Самой выдающейся особенностью ее оказалось сильное радиоизлучение явно нетеплового происхождения. Телец А (Taurus A) — так называется Крабовидная туманность в радиоастрономии — принадлежит к числу самых ярких радиоисточников на нашем небе (см. рис. 161).

Крабовидная туманность резко неоднородна: она состоит как бы из двух взаимно проникающих туманностей — аморфной и волокнистой (рис. 130). Первая дает непрерывный спектр, вторая — газовый, линейчатый с необычно сильными линиями [NII] и [SII] и слабыми (сравнительно с гелиевыми) водородными линиями; присутствуют также типичные для планетарных туманностей линии [OII], [OIII], [NeIII]. Аморфная часть имеет меньшие размеры, нежели волокнистая, но в видимой области излучает 80 % всего излучения туманности. Внутренняя часть туманности почти чисто аморфная, волокна заметно преобладают на периферии. Применение к ним тривиальных методов, служащих для анализа планетарных туманностей, приводит к довольно высоким концентрациям (от 500 до 4000 электронов/см<sup>3</sup>) и высоким кинетическим температурам (до 17 000 К), и в то же время соседняя аморфная масса, если ее свечение вызвано свободно-свободными переходами,

должна быть много горячее — много сотен тысяч кельвинов (совершенно отсутствует бальмеровский скачок у  $\lambda$  3646), а это противоречит очень малой светимости центральной звезды — она имеет  $m_V = 15,9^m$ , тогда как у туманности  $m_V = 8,6^m$ . Правда, устранить это расхождение можно, предполагая, что центральная звезда очень горяча, — с эффективной температурой около 500 000 К, массу же туманности приходится считать равной  $20M_\odot$ . Фактически оказывается, что масса всех волокон Крабовидной туманности не превышает  $1M_\odot$  (это вытекает из указанных выше концентраций). Самое же замечательное в оптическом излучении Крабовидной туманности — это то, что его непрерывная составляющая в высокой степени поляризована. Такая высокая поляризация не встречается ни у одной отражательной туманности. В данном случае об отражении не может быть речи, так как «отражающая» туманность не может дать света в 750 раз больше, чем «освещающая» звезда. С другой стороны, тепловое излучение газа тоже неполяризовано. Поэтому для объяснения свечения аморфной составляющей Крабовидной туманности остается единственная возможность: оно является коротковолновым концом того нетеплового излучения, которое особенно проявляет себя в радиодиапазоне.

Расстояние до Крабовидной туманности составляет 1900 пк, модуль расстояния  $m-M=10,06^m$ . Тщательные фотозлектрические измерения дают для интегральной звездной величины туманности в системе  $V$  ( $\lambda_i \approx 5500 \text{ \AA}$ )  $m_n = 8,64^m$ , следовательно,  $M_n = -2,75^m$ , но межзвездное поглощение в направлении на туманность значительно и достигает  $1,0^m$ , так что истинное значение  $M_{nV} = -3,75^m$ . Распределение энергии в оптическом спектре Крабовидной туманности почти точно такое же, как у Солнца, поэтому можно уверенно вычислить полное излучение туманности в  $\lambda$  550  $\text{\AA}$ , сравнив излучение ее с солнечным. Согласно КПА (стр. 370),  $m_{\odot V} = -26,80^m$ , откуда  $M_{\odot V} = 4,77^m$ . Таким образом,  $M_{\odot V} - M_{nV} = 8,52^m$ , т. е. Крабовидная туманность излучает только  $\lambda$  5500  $\text{\AA}$  в  $\text{antilg } [0,4 \times 8,52] = 2560$  раз больше, чем Солнце. Солнце излучает в  $\lambda 5500 \text{ \AA}$   $9,07 \cdot 10^{10} \frac{\text{эрг}}{\text{с} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{мкм}}$  или  $9,08 \cdot 10^{-5} \frac{\text{эрг}}{\text{с} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{Гц}}$ , а его поверхность равна  $6,09 \cdot 10^{22} \text{ см}^2$ , так что полное излучение Солнца в 5500  $\text{\AA}$  равно  $5,52 \cdot 10^{18} \frac{\text{эрг}}{\text{с} \cdot \text{Гц}}$ , а Крабовидной туманности  $1,41 \cdot 10^{22} \frac{\text{эрг}}{\text{с} \cdot \text{Гц}}$ .

Как показывает рис. 161, поток от Крабовидной туманности, достигающий Земли на длине волны 3 м, равен  $1,77 \cdot 10^{-23} \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{Гц})$ . Площадь сферы с радиусом, равным расстоянию Крабовидной туманности от Земли, составляет  $4,3 \cdot 10^{40} \text{ м}^2$ ; так, полное излучение Крабовидной туманности на 3 м равно  $7,6 \cdot 10^{17} \text{ Вт}/\text{Гц}$  или  $7,6 \cdot 10^{24} \text{ эрг}/(\text{с} \cdot \text{Гц})$ , т. е. в 540 раз больше, чем в том же интервале частот оптического диапазона. Теория же показывает, что при учете большой непрозрачности ионизованного газа к излучению метрового диапазона и очень малой к оптическому излучению полное излучение в  $\lambda = 3 \text{ м}$ , если оно тепловое, действительно должно быть больше, чем в  $\lambda$  5500  $\text{\AA}$ , но всего лишь в три раза \*).

В то время как на деци- и сантиметровых волнах размеры источника Телец А мало отличаются от его оптических размеров, в самом центре его на волнах метрового диапазона (на 8 и 3,3 м) обнаружен компактный почти точечный источник,

\*) См. Каплан С. А., Пикельнер С. Б. Межзвездная среда. — М.: Физматгиз. — 1963. — §§ 18, 20.

который излучает до 20 % всего излучения Тельца А. Его диаметр меньше 0,1", т. е. порядка 0,001 пк или  $3 \cdot 10^{15}$  см. Если это тепловое излучение, его источник должен обладать температурой  $10^{14}$  К.

### ТОРМОЗНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ РЕЛЯТИВИСТИЧЕСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ КАК ИСТОЧНИК СВЕЧЕНИЯ КРАБОВИДНОЙ ТУМАННОСТИ

Очевидно, что свечение всей Крабовидной туманности в целом не может быть тепловым. Наиболее вероятным источником этого свечения является синхротронное излучение релятивистских электронов \*). Движущийся в магнитном поле электрон, как известно, будет иметь поступательное движение вдоль магнитной силовой линии и одновременно вращаться вокруг нее с частотой «ларморовской прецессии»  $\omega_H = eH_{\perp}/mc$  ( $H_{\perp}$  — составляющая напряженности, перпендикулярная к движению электрона), в результате чего он будет излучать как диполь с частотой  $\nu = \omega_H/2\pi$ . Электрон, движущийся со скоростью, близкой к скорости света (*релятивистский электрон*) излучает строго направленно в пределах конуса с углом раствора  $\theta = mc^2/E$ , где  $E$  — энергия электрона. Наблюдатель, находящийся в плоскости движения такого электрона, будет замечать повторяющиеся с круговой частотой  $\omega_H = (eH_{\perp}/mc) \cdot (mc^2/E)$ , вспышки, которые длятся, пока упомянутый конус излучения проходит через наблюдателя, т. е. в течение времени

$$\delta T = (mc/eH_{\perp}) \cdot (mc^2/E)^2.$$

Излучение такого рода будет подобно звучанию на частоте  $\nu = \omega_H/2\pi$  с многочисленными обертонами, которые образуют *непрерывный спектр* \*) с максимумом излучения на частоте [ср. формулу (6.2)]

$$\omega_m = \frac{1}{\delta T} = \frac{eH_{\perp}}{mc} \left( \frac{E}{mc^2} \right)^2. \quad (28.16)$$

Распределение интенсивности излучения по частотам таково: интенсивность быстро падает в частотах, меньших  $\omega_m$ , т. е. в сторону длинных волн, и медленно убывает в коротковолновую сторону от  $\omega_m$ . У релятивистских электронов энергия  $E$  во много раз превосходит энергию покоя  $mc^2 = 0,5 \cdot 10^6$  эВ. Например, при  $E = 10^9$  эВ второй множитель в выражении (28.16) равен  $4 \cdot 10^6$ , т. е. во столько раз частота максимального излучения релятивистского электрона превосходит ларморовскую частоту. При очень скромном значении напряженности поля  $H_{\perp} = 10^{-5}$  Э нерелятивистский электрон излучает с частотой  $\nu_H = \omega_H/2\pi = 30$  Гц, тогда как у релятивистского электрона с  $E = 10^9$  эВ  $\nu_m = \omega_m/2\pi = 120$  МГц, т. е. приходится на наблюдаемый радиодиапа-

\*) Формально математически непрерывный спектр получается при разложении периодически повторяющихся импульсов шириной  $\delta T$  в ряд Фурье. При этом появляются колебания всех частот, но с весьма различными амплитудами. При наличии многих электронов с весьма различными значениями энергии, максимумы их излучений образуют непрерывную последовательность по частотам.

зон космического излучения. Фактически у Крабовидной туманности излучение при частотах, меньших 100 МГц, значительно больше, т. е. максимум приходится на меньшие частоты, а это скорее всего вызвано меньшими значениями энергии светящихся электронов. Другая возможность — меньшее значение напряженности поля — маловероятна, так как в бурно движущихся массах газа, составляющих Крабовидную туманность, магнитное поле должно быть много больше, чем в межзвездной среде, а там оно, как мы видели в § 26, имеет порядок  $10^{-5}$  Э или меньше.

Если распределение релятивистских электронов по значениям энергии  $E$  в пространстве (и, в частности, в туманности) удовлетворяет закону

$$N(E) dE = \frac{K}{E^\gamma} dE, \quad (28.17)$$

оправдывающему для космических лучей, падающих на Землю, то интенсивность синхронного излучения их

$$I_\nu d\nu = \text{const } r K u(\gamma) H_\perp^{\frac{\gamma+1}{2}} \nu^{\frac{1-\gamma}{2}} d\nu \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср}}, \quad (28.18)$$

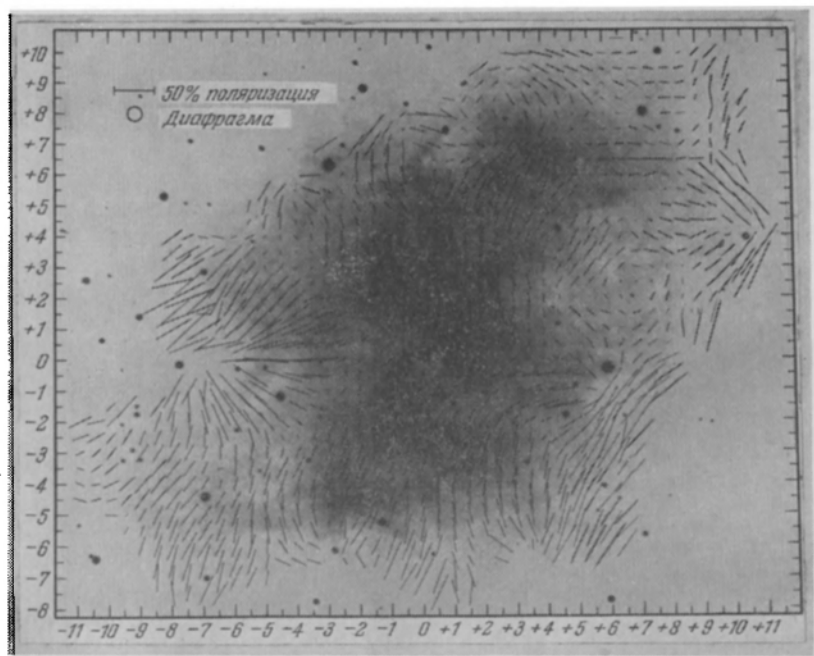
где  $u(\gamma)$  — медленно меняющаяся функция  $\gamma$ , а  $r$  — протяженность туманности. Как видно из рис. 161, для Крабовидной туманности поток  $E_\nu \approx \nu^{-0,27}$ . Приравняв показатель  $-0,27$  величине  $(1-\gamma)/2$ , найдем  $\gamma=1,5$ . Тогда оказывается, что основная доля излучения приходится на электроны с энергией от  $2 \cdot 10^7$  до  $2 \cdot 10^{10}$  эВ. Интегрируя выражение (28.17) между этими пределами (значение  $K = 5 \cdot 10^{-9} - 4 \cdot 10^{-3}$  эВ $^{1/2} \cdot \text{см}^3$ ), находят из наблюдаемого излучения с помощью формулы (28.18) общее количество релятивистских электронов, участвующих в излучении Крабовидной туманности:  $N = 10^{-7}$  см $^{-3}$ , а все их количество в туманности, принимая грубо объем ее равным  $5 \cdot 10^{55}$  см $^3$ , получается равным  $5 \cdot 10^{48}$ . Беря среднее значение энергии электронов  $2 \cdot 10^8$  эВ, найдем полную энергию их  $10^{67}$  эВ или  $1,6 \cdot 10^{46}$  эрг.

Компактный источник в Тельце А имеет гораздо более крутой спектр  $F_\nu \approx \nu^{-1,1}$ , откуда  $\gamma=3,2$ , и его излучение можно понять, если полагать, что магнитное поле  $H_\perp$  порядка 50 Э, а полный запас энергии только в нем равен  $10^{46}$  эрг.

Полная энергия релятивистских электронов, ответственных за радиоизлучение Крабовидной туманности, полученная нами, а именно  $1,6 \cdot 10^{46}$  эрг, есть лишь нижний предел. В оптическом диапазоне светят в основном гораздо более энергичные релятивистские электроны, с энергией больше  $10^{11}$  эВ, и их общая энергия составляет не меньше  $10^{46}$  эрг.

Но заатмосферные наблюдения показали, что Крабовидная туманность является также источником мягкого и жесткого рентгеновского излучения с энергией фотонов до нескольких сотен кэВ (от 12,5 до 0,02 Å). Это — протяженный источник, со спектральным индексом в интервале частот от  $10^{14}$  до  $10^{20}$  около  $-1,2$ , как и у компактного источника радиоизлучения. Синхротронное излучение подобного состава порождается электронами с энергией до  $2 \cdot 10^{14}$  эВ при напряженности магнитного поля около  $2 \cdot 10^{-4}$  Э. Если объединить все диапазоны излучения Крабовидной туманности, то окажется, что на границу

земной атмосферы от Крабовидной туманности падает  $2 \cdot 10^{-7}$  эрг/(см<sup>2</sup>·с), а все ее излучение составляет  $10^{37}$ — $10^{38}$  эрг/с (неопределенность возникает главным образом из-за неточно определенного расстояния — от 1 до 2 кпк), полная же энергия релятивистских частиц в Крабовидной туманности достигает  $10^{48}$ — $10^{49}$  эрг. Но масса всех релятивистских частиц в туманности очень невелика —  $10^{-6} M_{\odot}$ , остальное составля-



Фиг. 162. Поляризация света в Крабовидной туманности. Черточками нанесены направления преимущественных колебаний электрического вектора, наложенные на соответствующие места изображения туманности. Длина черточки пропорциональна степени поляризации

ет газ, достаточно разреженный всюду, кроме волокон, где благодаря высокой плотности (около  $10^{-22}$ — $10^{-21}$  г/см<sup>3</sup>) свечение газа хорошо заметно. Общая масса аморфной части Крабовидной туманности получается около  $0,05 M_{\odot}$  — в разительном противоречии с тем, что принималось ранее, до открытия роли релятивистских электронов. Тем более удивительно, что такая ничтожная масса излучает огромное количество энергии — до  $5 \cdot 10^{37}$  эрг/с, что на четыре порядка превышает излучение Солнца и соответствует излучению весьма горячих звезд главной последовательности с той, однако, разницей, что у Крабовидной туманности половина излучения приходится также на длины волн больше 3 мкм.

Наша уверенность в том, что оптическое излучение Крабовидной

туманности есть то же тормозное излучение, покоится также на факте сильной поляризации этого излучения, а тормозное излучение релятивистских электронов действительно должно быть поляризовано. Направление поляризации должно быть таково, что плоскость колебаний электрического вектора совпадает с соприкасающейся плоскостью движения электрона. Если бы магнитное поле внутри туманности было однородно, то все эти плоскости были бы параллельны друг другу и поляризация была бы почти полной. Фактически этого нет, но все же поле довольно хорошо упорядочено, как это видно из рис. 162. Направление магнитных силовых линий должно быть перпендикулярно к направлению электрического вектора на этом рисунке. Детальный анализ позволяет заключить, что магнитное поле Крабовидной туманности на периферии ее замкнуто. Радиоизлучение туманности показывает ощутимую поляризацию только в самом коротковолновом диапазоне (1420 МГц); при меньших частотах становится активным эффект Фарадея — поворот плоскости поляризации магнитными полями, встречающимися вдоль луча зрения.

Поворот может быть разным в разных частотах полосы пропускания приемника, так что излучение кажется неполяризованным. Поляризация света радиально по отношению к волокнам указывает на то, что последние огибаются магнитными силовыми линиями.

В далекой инфракрасной области (100—60 мкм) Крабовидная туманность дает избыточное излучение, исходящее от нагретой до 70 К пыли.

### КРАБОВИДНАЯ И НЕКОТОРЫЕ ДРУГИЕ ТУМАННОСТИ КАК ОСТАТКИ ВСПЫШЕК СВЕРХНОВЫХ

Крабовидная туманность, возникшая в результате вспышки сверхновой (см. § 24) свыше 900 лет назад, нестабильна и в настоящее время. Сравнение фотографий, снятых в разные эпохи за последние 70 лет, показывают отчетливые изменения как в аморфной, так и в структурной части туманности. Особенно замечательно образование вблизи центра ее переменного по яркости и по положению жгута, который перемещался со скоростью  $1''$  за 67 дней, чему соответствует скорость перемещения не меньше 26 000 км/с. Вряд ли это реальное перемещение газовых масс (которое для многих мест туманности не превышает 1000 км/с); скорее всего это перемещение сгустка весьма быстрых электронов.

Для того чтобы появились электроны с энергией  $10^{10}$ — $10^{14}$  эВ, энергии ядерных процессов недостаточно, как бы ни были эффективны и эффектны эти процессы при вспышках сверхновых. Такая вспышка порождает гораздо более медленные электроны, скажем, с энергией  $10^6$  эВ, а затем они ускоряются с помощью какого-либо механизма, пока еще неизвестного. Нужна была только некоторая минимальная энергия — энергия инъекции (лат. *injection* — вбрасывать, вводить) для того, чтобы механизм ускорения смог действовать.



Для того чтобы туманность продолжала светиться, нужна постоянная инжекция электронов. Электроны тормозятся в магнитном поле и теряют энергию быстро («высвечиваются»). Особенно это относится к электронам с высокой энергией, вызывающим рентгеновское излучение, которое сохраняется у Крабовидной туманности и в наши дни. Между тем в поле  $5 \cdot 10^{-4}$  Э электроны с энергией  $10^{13}$  и  $10^{14}$  эВ живут очень недолго (месяцы — несколько лет).

В настоящее время источник излучения Крабовидной туманности найден в замедлении вращения пульсара NP 0532. Но энергетические соображения, которые привели к этому открытию, ничего не говорят о способе, которым пульсар передает энергию своего вращения окружающей его туманности. Чтобы ответить на этот вопрос, необходимо ближе познакомиться с физическим состоянием пульсара, что мы и сделаем немного дальше. Трудно сомневаться в том, что NP 0532 является остатком (или одним из остатков) Сверхновой 1054 г. С высокой степенью вероятности пульсар PSR 0833—45° можно рассматривать как остаток Сверхновой 1006 г. Еще пять-шесть пульсаров ассоциируются со вспышками сверхновых довольно успешно. Но, вероятно, далеко не во всех случаях остатки сверхновых проявляют себя в качестве пульсаров, и, быть может, наоборот, значительная часть пульсаров — вращающихся нейтронных звезд — не испытывали в прошлом катастрофических вспышек. Недавно открытый в созвездии Скорпиона мощный точечный источник рентгеновского излучения Sco XR-1 (см. с. 300), оказавшийся звездой 13<sup>м</sup> с богатыми спектральными особенностями, тоже интерпретируют сейчас как остаток сверхновой. Никаких признаков пульсации излучения у нее не обнаружено.

Мы знаем несколько туманностей, которые можно рассматривать как последнюю стадию расширения оболочки давней сверхновой. В их числе — совокупность волокнистых туманностей в Лебедь, показанных на рис. 160; в этом же месте неба, вблизи центра всей системы волокон, находится радиоисточник «Лебедь X». Впрочем, он находится, по-видимому, за группой волокнистых туманностей. Еще дальше в своем развитии зашла совокупность предельно тонких и слабо светящихся волокон в созвездии Возничего, известных под обозначением S 147 (S — каталог Симеизской обсерватории), тоже излучающих в радиодиапазоне.

Пример противоположного рода, возможно, представляет радиоисточник Кассиопея А, который на фотографиях выглядит как совокупность ключев горячего газа, разлетающихся со скоростями до пяти — семи тыс. км/с, в то время как отдельные сгустки имеют скорости беспорядочного движения до 4000 км/с. Как легко видеть на рис. 161, радиоспектр источника Cas A отличается очень быстрым падением в сторону высоких частот, что можно объяснить меньшей энергией электронов. Но этот источник среди наблюдаемых нами дает наибольший поток в радиодиапазоне (рис. 163). Не исключено, что Cas A — остаток недавней сверхновой, вспыхнувшей, например, в конце XVII — начале XVIII столетия и оставшейся почему-либо незамеченной. Зна-

менитая Сверхновая 1572 г. (наблюдавшаяся Тихо Браге) также дает заметное радиоизлучение (источник Cas B), равно как и Сверхновая 1604 г. (наблюдавшаяся Кеплером) в Змееносце. Оба источника обозначены на небе слабыми туманностями необычной формы, а излучение их не убывает с возрастанием частоты, а наоборот, слегка воз-

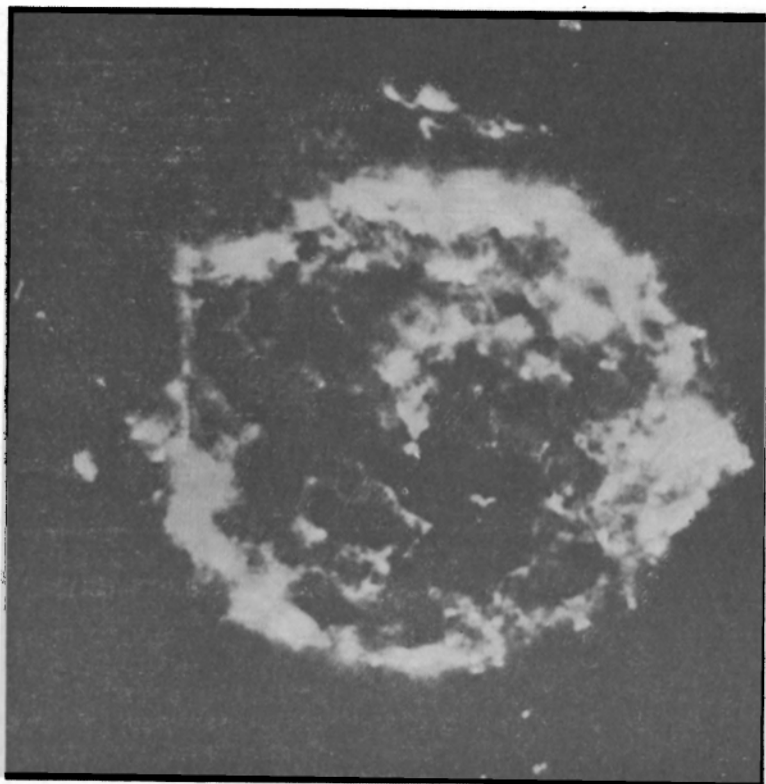


Рис. 163. Радиоизображение источника Cas A, полученное интерферометром с очень длинной базой при весьма высоком разрешении

растает. В последнее время обнаружены две туманности — радиоисточники — в Большом Магеллановом Облаке. Их тоже можно рассматривать как остатки вспышек сверхновых.

### ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ПУЛЬСАРАХ

Среди сотен известных сейчас пульсаров пульсар Крабовидной туманности NP 0532 изучен наиболее полно. Он излучает в радиодиапазоне, в оптической области и в рентгеновских лучах (исследован интервал от 2 до 100 кэВ). От этих участков спектра к Земле приходит

соответственно  $10^{-13}$ ,  $10^{-11}$  и  $10^{-9}$  эрг/(см<sup>2</sup>·с), т. е. главная доля излучения содержится в рентгеновской области \*). Если излучение пульсара изотропно, то умножением на  $4\pi r^2$ , где  $r$  — расстояние до пульсара, находим, что полное его излучение составит примерно  $10^{35}$ — $10^{36}$  эрг/с (неуверенность вызывается неточным знанием величины  $r=(3-6)\times 10^{21}$  см). Если излучение относить к поверхности звезды радиусом в несколько десятков — сотен километров, то температура поверхности должна быть порядка  $10^{14}$  К. К еще более невероятным числам приходим, если будем рассматривать как тепловое одно лишь радиоизлучение NP 0532. Очевидно, тепловой механизм излучения должен быть отброшен. Почти 100 % поляризации радиоизлучения в некоторых фазах его изменений; не менее 15 % линейной поляризации в оптическом диапазоне указывают на иной механизм. Таким может быть синхротронное излучение. Оно не изотропно, поэтому, приведенное выше значение полного излучения NP 0532 может быть завышено на порядок.

Все существующие теории строения и излучения пульсаров в основе своей содержат два фундаментальных предположения: 1) пульсар является быстро вращающейся нейтронной звездой; 2) он обладает очень сильным магнитным полем. Первое предположение нами рассматривалось дважды (§ 18 и 24). Второе — есть необходимое следствие коллапса звезды. Уменьшение ее размеров от  $R_0$  до  $R$  при «вмороженности» магнитного поля в плазму влечет за собой увеличение его напряженности  $H$  в  $(R_0/R)^2$  раз. Например, если первоначально было исходное поле в 1 Э и размер звезды составил  $R_0=R_\odot=7\cdot 10^{10}$  см, а затем стал  $10^7$  см, то  $H$  вырастает до  $5\cdot 10^7$  Э, но у магнитных звезд поля бывают до  $10^4$  Э и размеры значительно больше  $R_\odot$ , так что на пределе у нейтронной звезды с  $R=10^6$  см поле может оказаться с напряженностью до  $10^{12}$  Э на поверхности. Фактически такого порядка магнитное поле и было обнаружено у нейтронной звезды, входящей в состав рентгеновского источника Нег X-1. Но гораздо меньшее поле существует у миллисекундных пульсаров — порядка  $10^8$ — $10^9$  Э, чем обуславливается чрезвычайная стабильность их периодов (см. § 25), так как замедление их вращения происходит именно при вращении в магнитном поле.

Распространение ударных волн в плазме с сильным магнитным полем, как следствие пульсаций и возникновение плазменных колебаний, довольно успешно рассматривается теорией. Но для видимого и рентгеновского излучения этот механизм мало подходит. Еще существеннее то, что пульсации такого короткого периода, какой можно ожидать у нейтронной звезды (§ 18), не наблюдаются.

Другой механизм, как будто более свободный от трудностей, широко используется сейчас в качестве рабочей гипотезы. Это механизм наклонного ротатора, предложенный Голдом. Ось магнитного поля

---

\*) Иногда величина радиоимпульса у NP 0532 бывает очень большой, так, 21 июня 1969 г. на 170 МГц наблюдался импульс  $10^{-23}$  Вт·м<sup>-2</sup>·Гц<sup>-1</sup>.

пульсара не совпадает с осью вращения, а магнитный экватор наклонен к плоскости экватора вращения. При вращении пульсара плоскость магнитного экватора дважды за период проходит через земного наблюдателя, что естественно сопоставляется с существованием вспышек излучения. Из поверхности вращающейся звезды или из ее плотной плазменной атмосферы выбрасываются электроны, которые в сильном магнитном поле не могут двигаться свободно и удаляются от звезды только вдоль силовых линий магнитосферы. Но магнитосфера также вращается, и тангенциальная составляющая скорости электрона на некотором расстоянии от звезды  $R_c = P/(2\pi c) = 10^9 - 10^{10}$  см становится близкой к скорости света, так что электрон превращается в релятивистский. Возникающая при излучении такого электрона реакция замедляет его движение и уже магнитосфера звезды не в состоянии увлечь его, тем более, что напряженность поля здесь ослаблена в  $(R_0/R)^3 = (10^8/10^6)^3 = 10^6$  или более раз. Быстро вращающаяся звезда, обладающая сильным магнитным полем, неизбежно должна давать низкочастотное (с частотой импульсов) магнитное дипольное излучение очень большой мощности (а при очень быстром вращении 100—1000 Гц — еще большим оказывается квадрупольное гравитационное излучение). Это излучение способно разгонять электроны в магнитосфере пульсара до энергий  $10^{13}$  эВ и выше. Оба эти механизма могли бы играть существенную роль в жизни пульсара в самом начале его существования. Электрон начинает двигаться самостоятельно и переходит в окружающую пульсар среду, уже высветившись до некоторой степени, что мы и наблюдали как излучение пульсара. Кроме синхротронного излучения релятивистские электроны могут давать излучение посредством так называемого «обратного» эффекта Комптона — встречаясь с фотонами малой энергии 0,1—10 эВ, они передают последним всю или часть своей энергии, чем создается дополнительное коротковолновое излучение. Передача энергии электронами фотонам идет в меру  $(E/mc^2)^2$ , что изменяет частоту излучения (в типических случаях) от  $10^9$  до  $10^{15}$  Гц. Если говорить конкретно о Крабовидной туманности, то попавший в нее электрон может получить дополнительное ускорение в тех ее частях, где могут быть локальные сильные магнитные поля  $10^3 - 10^5$  Э, связанные с местными плотными остатками взрыва сверхновой. Таким образом осуществляется непрерывная инжекция электронов, которые необходимы для излучения Крабовидной туманности.

Вырисовывается такая, примерно, модель пульсара: масса пульсара  $0,1 - 1 M_\odot$ , радиус его  $R \approx 3 \cdot 10^6 - 10^7$  см. Внутри звезда примерно до половины по радиусу заполнена нейтронами с ничтожной примесью электронов и протонов, а выше находится очень плотная структура, состоящая из ядер и электронов, образующая у поверхности звезды кристаллическую решетку. Это — твердая оболочка пульсара. Над ней находится плотная магнитосфера с плотностью электронов  $n_e \approx 10^{10}$  см $^{-3}$ . Она простирается до расстояния  $R_c \approx 10^9 - 2 \cdot 10^8$  см от центра пульсара, где достигается скорость вращения, равная скоро-

сти света. При магнитном поле  $H$  около  $5 \cdot 10^5$  Э энергия электронов лежит в пределах  $10^9$ — $10^{10}$  эВ.

То обстоятельство, что у одних пульсаров (NP 0532 и NP 0950) имеется два импульса за период, а у других — обычно один, требует объяснения. Поскольку мы не знаем точно механизм излучения, можно высказать в общей форме разные предположения о диаграмме направленности излучения. Наиболее просто предположение, что она симметрична относительно магнитной оси и может быть направлена либо а) вдоль магнитной оси — «карандашная» диаграмма, либо б) перпендикулярно к ней — «ножевая» диаграмма, около плоскости магнитного экватора, образуя в пространстве тороподобное тело. При вращении магнитосферы вместе с нейтронной звездой магнитная ось, если она не совпадает с осью вращения, будет описывать в пространстве коническую поверхность, а диаграмма направленности — вращаться и засекать направление на наблюдателя. В эти моменты наблюдатель будет отмечать импульсы. При «карандашной» диаграмме будет, вообще говоря, лишь один импульс за полный оборот звезды, за исключением случая, когда магнитная ось мало наклонена к экватору звезды, а луч зрения наклонен еще меньше. Эта сравнительно редкая ситуация имеет следствием два импульса за периоды, следующие друг за другом строго через полпериода. При этом более высокий импульс, соответствующий более центральной части диаграммы, должен быть и более продолжительным. К сожалению, это не подтверждается наблюдениями.

При «ножевой» диаграмме направленность импульса определяется положением магнитного экватора и может на несколько градусов отклониться от него за счет того, что диаграмма имеет «толщину» перпендикулярно к экватору. За один оборот будут наблюдаться два импульса, не равноотстоящие друг от друга, когда плоскость магнитного экватора проходит через луч зрения наблюдателя. Они вырождаются в один, если направление на наблюдателя составляет с экватором звезды угол, равный углу между экватором вращения и магнитным экватором. Наконец, если первый угол еще больше, импульсы наблюдаться не будут.

В зависимости от того, какая диаграмма направленности осуществляется в действительности, правильно решается вопрос о возможном числе пульсаров в Галактике. Полное излучение пульсара в пространство может быть правильно вычислено по потоку, падающему от него на Землю, лишь в том случае, если мы знаем, в пределах какого телесного угла распространяется его излучение. Одновременно определяется, в какой доле окружающего пульсар пространства он может наблюдаться как пульсар, а в какой не может. Тем самым определяется по числу известных же пульсаров число тех, которые для земного наблюдателя не существуют как пульсары. Очевидно, это число должно быть значительно больше в случае «карандашной» диаграммы, нежели при «ножевой» диаграмме. Расчеты здесь неуверенны, так как относительные продолжительности импульсов в долях периода весьма

различны. Полученные оценки дают для числа пульсаров в Галактике значения  $10^4$ — $10^5$ .

Еще одно обстоятельство добавляет трудности — большая неустойчивость величины импульса. Немалое число пульсаров временами перестает наблюдаться, а затем восстанавливается. Происходит ли при этом затухание процесса излучения или же некое прецессионное движение оси вращения — полностью не ясно.

## § 29. ФИЗИЧЕСКОЕ СОСТОЯНИЕ МЕЖЗВЕЗДНОГО ВЕЩЕСТВА В ГАЛАКТИКЕ

В предыдущих параграфах мы познакомились с различными видами межзвездного вещества в разных состояниях. Теперь нам остается рассмотреть некоторые общие вопросы взаимодействия межзвездного вещества с полем излучения и с магнитными полями, а также построить по возможности цельную картину его распределения и движения в Галактике.

### ТЕМПЕРАТУРА ТЕЛА, ПОМЕЩЕННОГО В МЕЖЗВЕЗДНОМ ПРОСТРАНСТВЕ

Какой-либо предмет, помещенный в межзвездном пространстве, по истечении некоторого времени примет температуру, соответствующую состоянию равновесия между приобретением энергии из окружающей среды и потерями ее.

Рассмотрим вначале некоторое тело, имеющее поверхность  $S$  и поперечное сечение  $s$ . Обозначим  $S/s = \eta$ . Пусть поглощающая способность его определяется функцией  $\varphi(\lambda)$ , а функция распределения энергии в падающем излучении есть  $\Phi(\lambda)$ . Функцию излучения абсолютно черного тела обозначим через  $F(\lambda, T)$ . Условие равновесия требует, чтобы соблюдалось равенство

$$S \int_0^{\infty} \varphi(\lambda) F(\lambda, T) d\lambda = s \int_0^{\infty} \Phi(\lambda) \varphi(\lambda) d\lambda. \quad (29.1)$$

Если облучающий источник есть звезда с температурой  $T_*$  и радиусом  $R$  на расстоянии  $r$ , то можно положить

$$F(\lambda, T_*) = \pi B(\lambda, T_*), \quad (29.2)$$

где  $\pi B(\lambda, T_*)$  — планковская функция (КПА 196), определяющая светимость  $1 \text{ см}^2$  поверхности абсолютно черного тела в пределах полусферы. Но средняя интенсивность излучения по диску составляет  $B(\lambda, T_*)^*$ , а полная интенсивность звезды  $\pi R^2 B$ , так что на  $s \text{ см}^2$  поперечного сечения нашего тела будет падать поток  $\pi R^2 B s / r^2$ . Иначе это можно переписать так:

$$s \frac{R^2}{r^2} \pi B(\lambda, T_*) = 4\pi B(\lambda, T_*) s, \quad (29.3)$$

где мы воспользовались выражением (28.1) для геометрической диллюции излучения.

\*) См., например, *Мустель Э. Р. Звездные атмосферы.* — М.: Физматгиз, 1960. — Гл. 4, § 3.

Таким образом, обозначая

$$M = \frac{\eta}{4W}, \quad (29.4)$$

мы сможем переписать условие (29.1) следующим образом:

$$M \int_0^\infty \varphi(\lambda) F(\lambda, T) d\lambda = \int_0^\infty F(\lambda, T_*) d\lambda, \quad (29.5)$$

так как для абсолютно черного излучателя  $\varphi(\lambda)=1$ . Если наше тело — также абсолютно черный излучатель, то оба интеграла в формуле (29.5) согласно закону Стефана — Больцмана сводятся к  $\sigma T^4$  и  $\sigma T_*^4$  соответственно. Для сферического шарика, кроме того,  $\eta=4$ , для других форм это равенство верно приближенно, но при условии, что тело не слишком пористо. Таким образом,  $M \approx W^{-1}$ , и формула (29.5) даст нам температуру  $T$  тела, облучаемого звездой с температурой  $T_*$ :

$$T = W^{1/4} T_*. \quad (29.6)$$

Узко-селективный поглотитель, для которого  $\varphi(\lambda_1)=1$ , а для всех остальных длин волн  $\varphi(\lambda)=0$ , будет подчиняться условию

$$F(\lambda_1, T) = F(\lambda_1, T_*) W, \quad (29.7)$$

и если положить  $F$  согласно (29.2) планковской функцией, то

$$\frac{1}{T} = \frac{\lambda_1}{c_2} \left[ \ln(e^{c_2/\lambda_1 T_*} - 1) - \ln W \right]. \quad (29.8)$$

При низких температурах и коротких длинах волн можно воспользоваться тем, что  $e^{c_2/\lambda_1 T_*} \gg 1$ , и упростить эту формулу:

$$\frac{1}{T} = \frac{1}{T_*} - \frac{\lambda_1}{c_2} \ln W. \quad (29.9)$$

Температура  $T$  будет тем ближе к  $T_*$ , чем меньше длина волны  $\lambda_1$ , поглощаемая телом. Это понятно — оно будет усиленно поглощать в этой длине волны, а излучать будет мало, пока не нагреется достаточно сильно.

В межзвездном пространстве излучение приходит со всех сторон и притом самого различного спектрального состава. В частности, благодаря высокой светимости очень горячих звезд оно богато жесткими ультрафиолетовыми фотонами. Если взять среднюю плотность излучения в межзвездном пространстве где-нибудь в отдаленных окрестностях Солнца, скажем, на расстоянии 10—20 пк от него, не взирая на спектральный состав, то она окажется порядка  $10^{-12}$ — $10^{-13}$  эрг/см<sup>3</sup>. Приравняв это число плотности черного излучения при температуре  $T$ , т. е.

$$u = \frac{4\sigma}{c} T^4 = 7,56 \cdot 10^{-16} T^4, \quad (29.10)$$

найдем значение  $T$  от 3,4 до 1,9 К. Именно такую температуру приняла бы сферическая частица, обладающая свойствами абсолютно черного тела, если ее поместить вдали от звезд. Но реальные частицы весьма далеки от абсолютно черного излучателя и тогда для расчета их температуры необходимо принять во внимание распределение энергии

Таблица 18

Плотность  $u_\lambda$  излучения в межзвездном пространстве в окрестностях Солнца, цветовая температура его  $T_c$  и коэффициент диллюции  $W$ .

Во второй колонке даны значения  $u_\lambda \cdot 10^{20}$  эрг/(см<sup>3</sup>·Å)

$\lambda, \text{Å}$	$u_\lambda \cdot 10^{20}$	$T_c, \text{K}$	$W$	$\lambda, \text{Å}$	$u_\lambda \cdot 10^{20}$	$T_c, \text{K}$	$W$
504	440	40 000	$2,6 \cdot 10^{-19}$	3 500	2 800	7500	$6,0 \cdot 10^{-15}$
750	460			3 646—	2 900		
912—	540			3 646+	5 400		
912+	24 000	50 000	$6,5 \cdot 10^{-18}$	4 000	5 100	8000	$8,0 \cdot 10^{-15}$
1 000	20 000			4 500	5 000		
1 250	14 000			5 000	4 800		
1 500	8 700	30 000	$2,8 \cdot 10^{-17}$	5 500	4 800	5000	$8,7 \cdot 10^{-14}$
1 750	5 600			6 000	4 700		
2 000	4 300			6 500	4 700		
2 500	3 100	15 000	$2,4 \cdot 10^{-16}$	7 000	4 600	4000	$2,4 \cdot 10^{-13}$
3 000	2 700			7 500	4 500		
				8 000	4 500		

в межзвездном излучении. Таблица 18 показывает плотность этого излучения в разных длинах волн  $\lambda$ , цветовую температуру его  $T_c$  для разных спектральных участков и получающуюся отсюда диллюцию излучения. Соответствующий селективный поглотитель может принять довольно высокую температуру, тем более близкую к  $T_c$ , чем короче поглощаемые длины волн. В частности, неизбежно должно существовать различие температур газа и пыли в межзвездном пространстве. Газ излучает и тем самым теряет энергию (охлаждается) только при столкновениях и рекомбинациях, а пылинки излучают непрерывно. Поэтому температура межзвездной пыли ниже температуры межзвездного газа. Процесс поглощения излучения водородом за границей серии Лаймана, чисто селективный, ведет к повышению температуры газа, хотя, конечно, количественная сторона явления описывается иными формулами, нежели (29.8) и (29.9). Мы видели, что кинетическая температура областей III высока и значительно выше, чем в областях II. Однако рассмотренный механизм недостаточен для определения температуры этих областей. Необходимо учесть все источники нагрева и охлаждения.

### ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ БАЛАНС У ЧАСТИЦ МЕЖЗВЕЗДНОЙ СРЕДЫ

Важную роль в этих процессах играют столкновения атомов, ионов и электронов между собой, так как при этом происходит обмен энергиями. В межзвездной среде благодаря большому разрежению газов столкновения редки, состояние равномерного распределения энергии между частицами достигается после какого-либо нарушения не сразу



и лишь при достаточном преобладании упругих столкновений. Когда оно наступает, распределение частиц по скоростям становится максвелловским [формула (2.20)], а средняя кинетическая энергия частиц  $\frac{1}{2} m \overline{v^2}$  определит кинетическую температуру  $T_k$  согласно равенству

$$\frac{3}{2} k T_k = \frac{1}{2} m \overline{v^2} \quad (29.11)$$

[ср. формулу (2.19)]. При знакомых нам концентрациях атомов и ионов как в зонах II, так и в зонах III, неупругие столкновения бывают несравненно реже упругих (которые случаются один раз за 7—15 дней). Число и роль неупругих столкновений может заметно возрасти при значительном содержании в межзвездном газе молекул водорода. В условиях межзвездного пространства они легко возбуждаются электронным ударом на запрещенные уровни (энергия больше 0,5 эВ). Если принять концентрацию молекул  $H_2$   $n=1 \text{ см}^{-3}$ , то все же число неупругих столкновений будет во много сотен раз меньше числа упругих. Таким образом, максвелловское распределение скоростей устанавливается быстро, и даже пылевые частицы скоро приобретают скорости, подчиняющиеся условию (29.11).

Кроме оптического излучения значительную роль в физике межзвездной среды играет коротковолновое излучение в рентгеновском и гамма-диапазонах. Кроме дискретных, немногочисленных сравнительно со звездами, упоминавшихся выше источников, имеется фоновое излучение, более или менее изотропное. У рентгеновского излучения с энергией фотонов между 0,5 и 100 кэВ наблюдаемый поток подчиняется степенной зависимости

$$J(\epsilon) = K \epsilon^{-p} \text{ фотонов}/(\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср} \cdot \text{кэВ}),$$

где  $\epsilon$  — энергия фотонов, а  $p = 1,7 \pm 0,2$ , что соответствует механизму обратного комптон-эффекта, при котором космические лучи рассеиваются на фотонах миллиметрового фонового излучения (см. дальше) и передают им часть огромной своей энергии. Вносит ли сюда что-либо пространство между галактиками — вопрос остается открытым. Для значения  $\epsilon = 1 \text{ кэВ}$  изотропное излучение достигает 10 фотонов/(\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср} \cdot \text{кэВ}).

Очень мягкое рентгеновское излучение (до 0,3 кэВ) квазиизотропно, т. е. оно испытывает небольшие флуктуации, имеющие отношение к структуре Млечного Пути. В частности, в северном галактическом полушарии оно сильнее, чем в южном. В среднем оно дает в интервале 90—150 эВ (140—90 Å) поток  $8 \cdot 10^{-9} \text{ эрг}/(\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср})$ . Это излучение соответствует тепловому излучению горячей, малоплотной ( $n_e \approx 0,007 \text{ см}^{-3}$ ) межзвездной плазмы с  $T_e \approx 700 \text{ 000 К}$ .

Гамма-излучение с энергией от 1 до 1000 МэВ обнаруживается у очень немногих дискретных источников (они упоминались выше), что может быть связано с очень низкой разрешающей способностью гамма-телескопов. Действительно, часто наблюдаемые кратковременные вспышки  $\gamma$ -излучения, конечно, связаны с какими-то дискретными

ми, отдельно неразличимыми источниками, может быть, с аккрецией на черные дыры, термоядерными взрывами на поверхности нейтронных звезд или распадом  $\pi^0$ -мезонов при гибели быстрых протонов из космических лучей (см. формулу 31.4). По спектру излучения в мягком  $\gamma$ -диапазоне можно даже думать о тепловом излучении с температурой  $10^9$  К. Как видим, вопрос об источниках  $\gamma$ -излучения пока неясен.

Электроны, выброшенные из атома при ионизации, обладают высокой кинетической энергией, которую они при упругих столкновениях передают атомам, ионам, молекулам, так что температура среды повышается. Наоборот, при неупругих столкновениях энергия электрона передается атому для возбуждения его на один из верхних уровней, откуда атом возвращается к начальному состоянию посредством излучения строго определенного кванта. Последний уходит прочь и таким образом энергия электрона-возбудителя безвозвратно теряется. В этом состоит другой механизм охлаждения межзвездного вещества, действующий особенно эффективно у газов, тогда как у пылевых частиц действует охлаждение излучением; неупругие столкновения с ними электронов и атомов также способствуют охлаждению газа.

В областях III особенно эффективно происходит охлаждение через возбуждение уровня 3,31 эВ у ионизованного кислорода OII. По истечении нескольких часов будет излучен квант  $\lambda$  3727, и, таким образом, газ теряет много энергии, о чем говорит высокая яркость планетарных туманностей и волокнистых туманностей (рис. 160) в  $\lambda$  3727 Å.

В областях II излучение  $\lambda < 912$  Å (13,54 эВ) полностью отсутствует, кислород неионизован и главным поставщиком электронов служит углерод, чей ионизационный потенциал на 2,3 эВ ниже, а также менее распространенные кремний и металлы. Обратный процесс возбуждения ионов столкновениями может привести к очень сильному охлаждению, если соответствующий уровень невысок. Так, CII имеет уровень 0,0079 эВ, возбуждение на который могут осуществлять даже очень медленные электроны. Если ионизация невелика, то эффективными охладителями могут быть ионы Si (возбуждение до 0,035 эВ) или Fe (0,05 эВ).

В самых плотных местах областей II, как мы видели выше, все же есть некоторое количество электронов. Они появляются в результате ионизации углерода и металлов Ca, Na, Mg и др. с низким потенциалом ионизации, но этот процесс дает на несколько порядков меньше электронов, чем наблюдается фактически. Излучение же, способное ионизовать водород, внутрь такой области проникнуть не может. Иначе обстоит дело с космическими лучами, которые свободно проходят через межзвездную среду. Обладая огромной энергией, они способны ионизовать и водород и гелий. Мягких космических лучей достаточно много, чтобы процесс шел результативно и способствовал нагреву газа. Еще один ионизирующий агент можно видеть в рентгеновском излучении, которое изотропно заполняет межзвездное пространство в Галактике. Оно также сравнительно легко проникает через газовые сгущения, и его плотность в области энергий около 1 кэВ до-

вольно высока, хотя и ниже, чем у космических лучей соответствующей энергии.

Если усматривать в космических лучах основной источник ионизации водорода в плотных облаках, то можно построить два уравнения, одно из которых фиксирует наличие равновесия между числами ионизаций и рекомбинаций, а другое — между нагревом и охлаждением. Эти уравнения связывают плотность атомов  $n_H$  и электронов  $n_e$  с температурой среды  $T$  и потерей энергии  $q$  частицами космических лучей при ионизации и возбуждении одного атома водорода. Уравнения теплового равновесия между приходящей и теряемой энергией предоставляют свободу выбора двух из этих четырех параметров и тогда в разумных предположениях относительно содержания водорода и электронов, выводимых из других соображений и наблюдений ( $n_H=0,1 \text{ см}^{-3}$ ,  $n_e=0,02 \text{ см}^{-3}$ ) получается  $q=3,3 \cdot 10^{-26} \text{ эрг/с}$  на 1 атом водорода (или  $7 \cdot 10^{46} \text{ эрг/с}^*$ ) на все  $10^{66}$  атомов, содержащихся в Галактике). С этим значением можно подсчитать количество  $n_e$  и  $n_H$  для разных значений температуры. Оказывается, что давление газа достигает максимума при температуре  $T \approx 7000 \text{ К}$ ,  $n_H=0,1 \text{ см}^{-3}$  и  $n_e=0,02 \text{ см}^{-3}$ , и оно оказывается в равновесии с газом при  $T \approx 60 \text{ К}$ ,  $n_H=9,8 \text{ см}^{-3}$  и  $n_e=0,05 \text{ см}^{-3}$ . При таких характеристиках газ успешно сопротивляется сжатию со стороны окружающей среды. В промежуточном интервале температуры водородный газ будет неустойчив. Темпы охлаждения почти неизменны между 5000 и 500 К. Следовательно, если в разреженном газе с  $T \approx 7000 \text{ К}$  создается небольшое повышение плотности, оно будет усиливаться и сопровождаться охлаждением до тех пор, пока не будет достигнута плотность около  $1-2 \text{ см}^{-3}$  при температуре около 100 К и меньше. Здесь скорость охлаждения резко уменьшается, а давление сравнивается с давлением окружающей среды, имеющей температуру  $T=7-8$  тыс. кельвинов.

В результате нейтральный водородно-гелиевый газ в межзвездном пространстве разобьется на отдельные холодные сгущения, погруженные в горячую разреженную среду. Там, где плотность ниже  $0,1 \text{ см}^{-3}$ , температура разреженных водородных масс может быть еще выше, давление меньше и включенные сюда плотные облака также менее плотны. Такая ситуация осуществляется между спиральными рукавами Галактики, где плотность раза в 3—4 меньше, чем в рукавах.

Учет различных тонких и грубых факторов, влияющих на баланс энергии межзвездных частиц, приводит к значению температуры в областях III около 10 000 К, а в областях II — около 50 К, но только в плотных. В разреженных она, как мы видели, может достигать 6—8 тыс. кельвинов. В то же время, мы узнали, что температуры, определенные по излучению нейтрального водорода на волне  $\lambda=21 \text{ см}$ , достигают и превышают значение 100 К. Причина такого нагрева ле-

---

\*) Это, пожалуй, слишком много для принятой сейчас скорости выделения космических лучей вспышкой сверхновых. Ионизация рентгеновскими лучами может помочь делу.

жит в механизме совсем иного рода: в столкновениях облаков межзвездного вещества между собой.

Как мы уже видели выше, и пылевые и газовые облака, как сгущения межзвездного вещества, достаточно многочисленны, особенно в основной плоскости Галактики, и движутся по отношению друг к другу со скоростями  $\bar{V}=15\text{—}20$  км/с беспорядочно (мы отвлекаемся от отдельных высоких скоростей). Встреча двух облаков на таких скоростях случается в среднем один раз в  $2 \cdot 10^6$  лет. При этом кинетическая энергия поступательного движения переходит в энергию теплового движения, достигающую на грамм вещества значения  $\frac{1}{2} V^2$ , где  $V$  — средняя квадратическая скорость относительного движения облаков. При  $V^2=324$  км<sup>2</sup>/с<sup>2</sup> это дает  $4 \times 10^{11}$  эрг/г или  $2/3 \cdot 10^{-12}$  эрг/частицу; формула (29.11) дает тогда значение соответствующей температуры  $T_k=3100$  К. Если столкновение затронет часть облака, то между разогретой и холодной частями его начнется выравнивание давления, проходящее со скоростью звука. Для зоны НІ эта скорость равна  $\sim 1$  км/с, а для НІІ  $\sim 17$  км/с и за время  $2 \cdot 10^6$  лет способна охватить около 2 пк в зоне НІ и около 40 пк в зоне НІІ. Последние две величины имеют тот же порядок, что и размеры облаков. Наряду с этим действует один из механизмов охлаждения, рассмотренных выше, в первую очередь от возбуждения молекулы  $H_2$  и особенно быстро в интервале от 3000 до 500 К благодаря большому количеству электронов.

За последние годы приведенные здесь расчеты подверглись корректровке, а именно: дифференциация межзвездного газа и пыли на облачные структуры представляется теперь более резкой. Это значит, что пространство между облаками еще более разрежено, чем думали, и, как следует из предыдущего, оно горячее — значительно горячее, о чем свидетельствует квазиоднородное мягкое рентгеновское излучение в Галактике (см. с. 382). Измерения излучения линии  $L_\alpha$  от  $\alpha$  Центавра показали, что в самообращенном ядре линии интенсивность далеко не равна нулю, что очень сходно с линией  $L_\alpha$  у Солнца. Отсюда вытекает, что на протяжении 1,3 пк, отделяющих нас от  $\alpha$  Центавра, нейтральные атомы водорода совсем не обильны ( $10^{17}$  см<sup>-3</sup>) и их средняя концентрация  $\leq 0,03$  см<sup>-3</sup>. Тот же результат был получен по двум горячим белым карликам ( $n_H \leq 0,02$  см<sup>-3</sup>), а у семи В-звезд вблизи галактического экватора не была обнаружена линия  $L_\alpha$  в поглощении. Недавно открытые при заатмосферных наблюдениях резонансные линии ОVI ( $\lambda\lambda$  1034, 945 и 1037, 627 Å) в спектрах многих горячих звезд выглядят мелкими широкими линиями поглощения. Они коррелируют по интенсивности с расстоянием до звезды, но лучевые скорости совершенно независимы, т. е. ОVI находится в межзвездной плазме, конечно, горячей (потенциал ионизации 138 эВ), температура которой оценивается между  $2 \cdot 10^5$  и  $2 \cdot 10^6$  К. Как мы видели выше, эта температура по мягкому рентгеновскому излучению оценена в  $10^6$  К. Итак, огромные пространства в Галактике содержат вещество в особом состоянии — высокого разрежения и высокой температуры. В частности,

это состояние свойственно пространству между рукавами Галактики. Источником нагрева для них могут служить ударные волны, исходящие из взорвавшейся сверхновой, и рентгеновское (а также  $\gamma$ -) излучение, для которого плотные межзвездные облака не являются помехой.

## РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ ИЗ МЕЖЗВЕЗДНОГО ПРОСТРАНСТВА ГАЛАКТИКИ

Наблюдения космического радиоизлучения еще до открытия дискретных источников привели к обнаружению значительного фона, усиливающегося к галактическому экватору. При этом оказалось, что особенно усиливается высокочастотное излучение, а излучение на волнах метрового диапазона, наоборот, имеет лишь слабое усиление в самом Млечном Пути, хотя оно также сильно возрастает в направлении на центр Галактики и падает в направлении на антицентр. Это разное поведение длинно- и коротковолнового излучения позволило разделить все галактическое радиоизлучение на две составляющие — плоскую и сферическую, оказавшиеся по спектральному составу соответственно тепловой и нетепловой. В направлении на галактический центр излучение с  $\lambda \leq 30$  см почти все принадлежит тепловой составляющей, а при  $\lambda > 3$  м нетепловая составляющая начинает преобладать. С тепловым и нетепловым радиоизлучением мы познакомились в § 28 в связи с конкретными излучателями — газовыми туманностями и Крабовидной туманностью. В первом случае источником служат свободно-свободные переходы электронов в полях ионов, а во втором — синхротронное излучение релятивистских электронов. Но теперь речь идет об излучении межзвездного вещества в крупных масштабах, излучении всей массы ионизованного межзвездного газа, а не отдельных его сгущений.

Излучение плоской и сферической составляющих дифференцируется также и по зависимости от частоты: плоская составляющая не зависит от частоты, как это предписывается формулой (28.15), и яркостная температура  $T_b \approx \nu^{-2}$ , тогда как у сферической составляющей  $T_b \approx \nu^{-2,8}$ . В области галактического центра на волнах около 3 м  $T_b$  достигает нескольких тысяч кельвинов (около трех-четырёх тысяч), тогда как у полюсов Галактики она не превышает 500 К. Высокое значение яркостной температуры  $T_b \approx 4000$  К, коль скоро она вызвана тепловым излучением, соответствует высокой мере эмиссии:  $(M. E.) \approx 5000-10\,000$ , что понятно при очень сильной концентрации межзвездного газа к плоскости Галактики и большом его простираении в направлении на центр Галактики. Однако большая часть излучения на волне  $\lambda = 3$  м в этом направлении — нетеплового происхождения. Медленная убыль нетеплового радиоизлучения от плоскости Млечного пути к его полюсу говорит о существовании сферической системы излучателей с весьма малым градиентом плотности при удалении от центра и потому образующей обширную корону до расстояния в 10—15 кпк от центра. Такая же и даже большая корона наблюдается на

длинных волнах у туманности Андромеды — звездной системы, очень сходной с нашей.

Наблюдения космического излучения на сантиметровых и миллиметровых волнах привели к фундаментальному открытию — к обнаружению фонового излучения, соответствующего температуре абсолютно черного тела около 3 К.

Непрерывное излучение межзвездного вещества в короне Галактики — в основном нетепловое — падает с повышением частоты (см. рис. 161). Но при частотах, больших  $3 \cdot 10^9$  Гц, излучение, наблюдаемое вокруг Земли, монотонно растет с частотой, вплоть до частот  $3 \cdot 10^{11}$  Гц (длина волны 1 мм), безупречно укладываясь в кривую излучения абсолютно черного тела с температурой 2,7 К. При более высоких частотах надежных измерений сделано не было. При еще более высоких частотах, соответствующих оптическому диапазону, в пространстве имеется разреженное излучение звезд, которое по плотности своей также соответствует температуре около 3 К, но это излучение неравновесное и неизотропное, так как сильно зависит от близкого присутствия горячих звезд (см. с. 380). Излучение же на частотах  $10^9$ — $10^{12}$  Гц равновесное и изотропное, почему оно и получило название *фоновое*. Его плотность — порядка  $4 \cdot 10^{-13}$  эрг/см<sup>3</sup>. Современная космология считает это излучение остатком того, которое было в начальной фазе расширения нашей Вселенной около 10 миллиардов лет назад (см. главу VII, § 32). Отсюда другое его название — *реликтовое* излучение. Изотропия фонового излучения говорит о том, что оно наполняет все пространство, а не только пространство внутри Галактики, тогда как излучение в оптическом диапазоне за пределами Галактики имеет ничтожную плотность — на несколько порядков ниже, чем в Галактике.

Любое тело, лишенное источников тепла, погруженное в фоновое излучение, придя в равновесное состояние, примет его температуру и не сможет быть холоднее. Оно сможет стать горячее, если будет селективным поглотителем.

Хотя открытие фонового излучения — целиком заслуга радиоастрономической методики, не лишним будет упомянуть, что признаки его впервые заметили методами оптической спектроскопии еще в 1941 г. Молекула циана имеет вблизи своего основного уровня другой уровень, энергия возбуждения которого соответствует кванту с длиной волны 0,26 см. Конечно, этот уровень заселен меньше, чем основной, и именно в той мере, в какой это предписывает формула Больцмана (2.22) в функции температуры  $T$ . Линии поглощения, возникающие при захвате с того и другого уровня при переходе  $X^2\Sigma^+ \rightarrow B^2\Sigma^+$ , имеют разную интенсивность. Из интенсивностей выводятся числа атомов  $n_1$  и  $n_2$  на обоих уровнях. В 1941 г. Мак Келлар нашел, что отношение  $n_1 : n_2$  в спектре звезды ζ Ori соответствует температуре 2,3 К. Недавние измерения линий CN около 3874 и 3876 Å в спектре ζ Ori и ζ Per дали значения  $T$  от 2,75 до 3,75 К. Это полностью и независимо подтверждает результаты радиоизмерений. Измерение фонового излу-

ния за пределами земной атмосферы на длинах волн от 0,04 до 0,13 см дало более высокое значение  $T=8,3$  К, но этот результат нуждается в проверке.

### КОСМИЧЕСКИЕ ЛУЧИ В ГАЛАКТИКЕ

Особую форму межзвездного вещества составляют космические лучи — заряженные частицы (протоны,  $\alpha$ -частицы и более тяжелые ядра, а также электроны), обладающие огромной энергией  $10^8$  эВ и выше, вплоть до  $10^{20}$ , т. е. порядка 10 Дж — энергия, достаточная, чтобы поднять 1 кг на высоту 1 м. Как это указывалось в главе I, они движутся в пространстве изотропно, за исключением тех немногих, которые возникают на Солнце. Плотность их составляет приблизительно  $0,8 \cdot 10^{-10}$  частиц/см<sup>3</sup>, а энергия  $1,0 \cdot 10^{-12}$  эрг/см<sup>3</sup>, т. е. достигает того же значения, что и плотность энергии звездного излучения (см. выше с. 381). Если попадающие на Землю космические лучи приходят к нам прямолинейно из самых отдаленных глубин пространства, то из их изотропии можно заключить, что и плотность энергии их повсюду одинакова, как в Галактике, так и в пространстве между галактиками. Но в метagalактическом пространстве плотность звездного излучения на три-четыре порядка ниже, чем в межзвездном пространстве, и энергия излучения космических лучей во Вселенной окажется поэтому на три-четыре порядка выше, чем энергия излучения звезд. Это странный результат, так как очень трудно себе представить механизм, выделяющий энергию в столь грандиозных масштабах в метagalактическом пространстве с его ничтожной плотностью вещества ( $<10^{-29}$  г/см<sup>3</sup>).

Наоборот, если считать, что частицы космических лучей и их энергия порождаются внутри Галактики, то все станет на свое место в предположении, что пути их не прямолинейны, а совершенно беспорядочно искривлены и запутаны. (Этот аргумент, очевидно, недействителен в случае фонового фотонного излучения.) Источником искривления путей для заряженных частиц служат магнитные поля (признаки существования которых мы уже встретили в явлении поляризации света звезд и Крабовидной туманности), к которым нам приходится прибегать и при объяснении нетеплового радиоизлучения Галактики.

Последнее получает естественное объяснение, если рассматривать его как результат того же синхротронного механизма, что и в случае Крабовидной туманности, только вышедшего из галактический простор. Оно касается только релятивистских электронов, притом с энергией, немногим превышающей  $10^8$  эВ. Как мы видели на примере Крабовидной туманности, число релятивистских электронов, обеспечивающих сильное радиоизлучение, сравнительно невелико (см. мелкий шрифт на с. 370), и потому можно не удивляться, что на Земле в первичном космическом излучении электроны почти не наблюдаются, тем более, что они задерживаются магнитными полями, связанными с солнечным ветром (§ 7). С другой стороны, их энергия при торможении постепенно высвечивается. Необходим постоянный

механизм, поставляющий в межзвездное пространство релятивистские электроны и вообще частицы высоких энергий. Таким механизмом служат, по-видимому, вспышки сверхновых, при которых происходит инжекция быстрых частиц в межзвездное пространство. Если судить по другим галактикам, то подобные вспышки внутри Галактики могут повторяться через несколько десятилетий (см. § 24). Будет ли этого достаточно, чтобы поддерживать космические лучи на существующем уровне, не вполне ясно, но такое заключение правдоподобно, если не говорить о самых быстрых частицах — их происхождение можно связывать с внегалактическими объектами — источниками нетеплового радиоизлучения (см. § 31).

Показатель степени зависимости яркостной температуры  $T_b$  галактического излучения от частоты, равный  $-2,8$ , приводит к такой зависимости интенсивности излучения:  $I_\nu \approx \nu^{-0,8}$ , и если здесь применить формулу (28.18), т. е. приравнять *спектральный индекс*  $-0,8$  величине  $1/2(1-\gamma)$ , то для степенной зависимости энергетического спектра релятивистских частиц в формуле (28.17) получится значение  $\gamma=2,6$ . Последнее свидетельствует об очень быстром убывании числа частиц с ростом их энергии, что подтверждается и прямыми наблюдениями космических лучей (см. дальше), среди которых частицы весьма высоких энергий встречаются очень редко.

Интенсивность электронной компоненты космических лучей  $n_e$  в зависимости от энергии  $E$  изменяется пропорционально  $E^{-1,5}$  при  $E < 2 \cdot 10^9$  эВ и пропорционально  $E^{-2,5}$  для  $E > 2 \cdot 10^9$  эВ.

С другой стороны, с течением времени высвечивание релятивистских электронов и другие энергетические потери приводят к еще большему обеднению частиц высокой энергии. Крутизна убыли числа частиц, т. е. возрастание показателя  $\gamma$ , находит свое выражение в проявлении кривизны в зависимости  $\lg I_\nu$  от  $\lg \nu$ , так как изменяется спектральный индекс  $\alpha = 1/2(1-\gamma)$ . У Крабовидной туманности это и наблюдается, но только в инфракрасной области спектра, около  $3-5$  мкм, что соответствует оптическому высвечиванию частиц весьма высоких энергий. На этом рубеже спектральный индекс  $\alpha$  изменяется от  $-0,28$  до  $-1,5$ . Спектр сферической составляющей Галактики искривлен уже в радиодиапазоне, т. е. индекс  $\alpha$  начинает слегка расти по абсолютной величине в области сравнительно низких частот, характерных для излучения релятивистских электронов с энергией  $10^8-10^9$  эрг. Явление можно понять как следствие вырождения спектра релятивистских электронов (28.17), после того как они были выброшены в межзвездное пространство и более не подвергались ускорению, а только торможению. Детали этого процесса разъяснены в § 31 и показаны на рис. 188.

По химическому составу входящих в космические лучи частиц первое место занимают протоны, на втором месте стоят  $\alpha$ -частицы (в 15 раз беднее) и более тяжелые ядра — в пропорциях, плохо соответствующих тому, что содержится в звездах. Причина этому лежит, вероятно, в столкновениях космических лучей с ядрами элементов межзвездной среды, которые при этом разрушаются. Для получения таких результатов частица космических лучей должна пройти толщу межзвездного газа около  $3$  г/см<sup>2</sup>. Это очень много, но при запутанности траектории космических лучей возможно. Аномально высокое содержание изотопа  $^3\text{He}$  тоже характерно для космических лучей.  $^3\text{He} : (^3\text{He} + ^4\text{He}) \approx 10\%$ . Электроны в космических лучах немногочисленны — их не больше  $5\%$ .



## МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ В ГАЛАКТИКЕ

Подойдем теперь к проблеме космических лучей с другой стороны — будем рассматривать их как индикатор существования магнитных полей в Галактике. И изотропия космических лучей, и большие размеры галактической короны как источника нетеплового радиоизлучения указывают на очень далекое простираение магнитного поля Галактики от центра ее и на замкнутость этого поля, иначе частицы космических лучей быстро покинули бы Галактику и мы не наблюдали бы их до ближайшей очередной вспышки сверхновой. Космические частицы движутся по гелиоцидальным траекториям вдоль магнитных силовых линий Галактики. Часть их, конечно, может медленно диффундировать в метагалактическое пространство, именно те из них, которые обладают очень высокой энергией и могут преодолевать сопротивление магнитного поля, слабого на периферии Галактики. Потери через диффузию покрываются инъекцией их при вспышках сверхновых.

Остается рассмотреть вопрос: каково происхождение магнитного поля Галактики?

Одним из наиболее вероятных механизмов возникновения межзвездного магнитного поля является диффузионное разделение ионов и электронов. При образовании уплотнения в гало или при подъеме температуры электроны благодаря своим большим скоростям будут рассасываться быстрее, чем ионы. Дифференциация зарядов быстро затормозит этот процесс, но не полностью. Часть электронов вступит в вихревое движение по замкнутому контуру без образования объемного заряда. Возникает ток, первоначально очень слабый, возникает и слабое магнитное поле.

Коль скоро магнитное поле возникло, оно может усиливаться до высокого уровня с помощью того же механизма, что и в динамомашинах, за счет энергии беспорядочных движений плазмы. Такие движения встречаются в газовых туманностях и в облаках — сгущениях, которые проявляют себя линиями поглощения CaII и NaII. Они достигают скоростей в несколько километров в секунду. Кроме того, сами облака движутся с индивидуальными неупорядоченными скоростями до 10 км/с.

Как мы видели в § 2, из-за того, что магнитное поле заморожено в плазму, пока кинетическая энергия плазмы  $\frac{1}{2}\rho V^2$  превышает энергию магнитного поля  $\left(\frac{1}{8\pi}\right)H^2$ , плазма увлекает за собой поле и запускает его, что приводит к нарастанию напряженности  $H$  поля. Когда хотя бы приближенно будет достигнуто равенство

$$\frac{1}{2}\rho V^2 = \frac{1}{8\pi}H^2, \quad (29.12)$$

магнитное поле начнет противодействовать движению плазмы, заставит ее двигаться только вдоль магнитных силовых линий (отвлекаясь

от вращения частицы около силовой линии) такими движениями, которые будут распутывать поле, делать и его и движения ионизованного газа более упорядоченным; конечно, рост величины  $H$  прекратится. Вследствие флуктуаций плотности вещества и скорости движения его местные значения напряженности магнитного поля в межзвездном пространстве могут подвергаться большим колебаниям. Мы уже делали такое допущение, когда говорили об инъекции электронов в магнитные поля во время вспышки сверхновой. О том же говорят направления вытянутости волокон у многих волокнистых туманностей — часто оно совпадает с направлением вектора поляризации окрестных звезд (Г. А. Шайн). У тех волокнистых туманностей, которые из-за наличия в них радиоизлучения можно рассматривать как остатки давних вспышек сверхновых (например, IC 443 в Близнецах или NGC 6960 в Лебеде, изображенной на рис. 160), хорошо заметна одинаковая ориентация волокон под большим углом к галактическому экватору. Волокна эти можно считать остатками оболочки сверхновой, выброшенными вместе с замороженными в них местными магнитными полями.

Среднее значение напряженности магнитного поля в Галактике, естественно, будет определяться формулой (29.12), и если мы примем значения  $\rho=3$  атома водорода в  $1 \text{ см}^3=5 \cdot 10^{-24} \text{ г/см}^3$ ,  $V=3 \cdot 10^5 \text{ см/с}$ , то найдем  $H=2,4 \cdot 10^{-6} \text{ Э}$ . При скорости движения  $V=10 \text{ км/с}$  значение  $H$  вырастет до  $7,5 \cdot 10^{-6}$ , а при плотности 10 атомов водорода в  $1 \text{ см}^3$   $H$  превзойдет  $10^{-5} \text{ Э}$ . В конце § 26 мы видели, что для объяснения поляризации света звезд парамагнитной ориентацией пылинок такое напряжение поля достаточно.

Здесь возникает одна особенность. Мы говорили о беспорядочных движениях плазмы, а поляризация света звезд указывает на упорядоченность магнитных полей в Галактике. Как видно из рис. 164, направления преимущественных колебаний электрических векторов света звезд согласованы в областях неба, где луч зрения идет перпендикулярно к направлению спирали Млечного Пути, и они же совершенно рассогласованы, когда исследуемые звезды рассматриваются наблюдателем вдоль спирали. Мы истолковали это ранее как результат действия систематического магнитного поля в спиральном рукаве, направленном вдоль рукава, и нет оснований отказываться от этого объяснения сейчас. Более того, динамические соображения позволяют рассматривать это продольное магнитное поле как стабилизирующее спиральную ветвь по отношению к боковому расширению или сжатию. Оказывается, для этого достаточно напряженность  $H=6 \cdot 10^{-6} \text{ Э}$ . На такое систематическое поле накладываются местные поля, которые делают направления движения разгоняемых частиц беспорядочными.

К сожалению, прямых доказательств существования однородного магнитного поля в Галактике мы не имеем. Можно искать это поле по эффекту Зеемана в линии 21 см водорода. У близких источников радиоизлучения эта линия наблюдается в поглощении и очень тонка. Зеемановское расщепление такой линии в продольном поле достигает

нескольких десятков герц при напряженности в  $10^{-5}$  Э \*). Такая величина обнаружена в радиоастрономическом варианте эксперимента, обнаруживающего магнитные поля на Солнце (§ 6), где используется

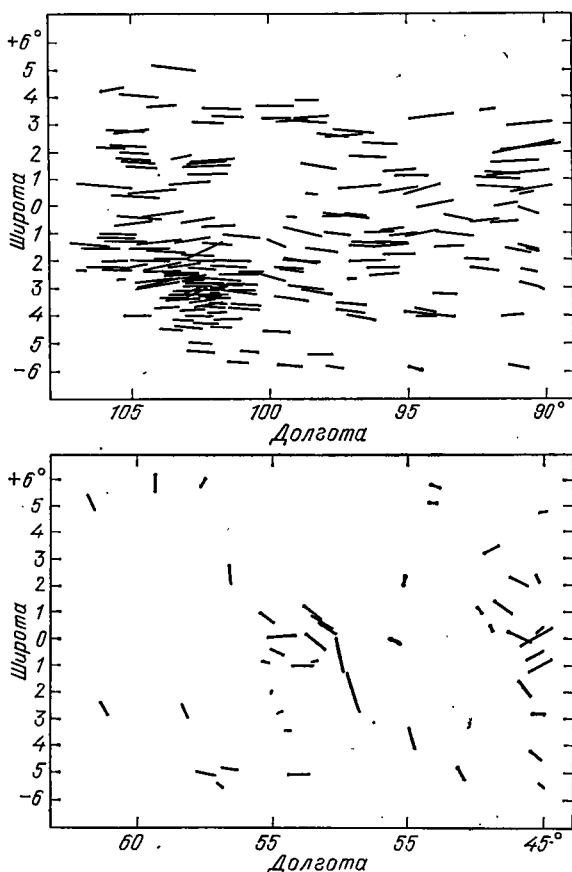


Рис. 164. Поляризация света звезд в двух областях Млечного Пути. Черточки указывают направление преимущественных колебаний электрического вектора световых колебаний, длина черточки пропорциональна степени поляризации. Вверху — область близ антицентра Галактики, где луч зрения идет поперек ветви спирали; внизу — область (в Лебедь), где луч зрения идет вдоль ветви спирали

противоположная круговая поляризация зеемановских компонент в продольном поле.

Соответствующие поляризационные наблюдения трех радиоисточников (Tau A, Cyg A, Sgr A) были поставлены и привели к тому, что напряжение магнитного поля отдельных сгустков в спиральных вет-

\*) У линии  $H_{\alpha}$  зеемановское расщепление в  $0,1 \text{ \AA}$ , равное собственной ширине этой линии в спектрах линии звезд, потребовало бы поля 2500 Э.

вах Галактики не превосходит  $10^{-5}$  Э; это не противоречит нашим прикидочным расчетам, сделанным ранее. Прямые измерения магнитного поля в Солнечной системе, выполненные на космических ракетах, дали значения напряженности  $2-5 \cdot 10^{-5}$  Э, что, по-видимому, является верхним пределом для галактического магнитного поля, так как в окрестностях Солнца оно может быть усилено местными причинами.

Но для нас важно поле не в плоскости Галактики, где расположены спиральные ветви, а вдали от галактического центра и плоскости — в галактической короне. Заметим прежде всего, что газ, находящийся около основной плоскости Галактики, будучи нагрет, расширяется, поднимается над этой плоскостью, стремясь к сферическому распределению. Причиной нагрева могут быть столкновения газопылевых облаков между собой, появление молодых горячих звезд. Поднявшиеся над основной плоскостью горячие массы охлаждаются и падают обратно к этой плоскости. Так могут появляться и некоторое время поддерживаться магнитные поля вне плоскости Галактики, но только вблизи нее. Но газовые частицы, находящиеся вне облаков и между спиральными ветвями, в очень разреженной среде должны противодействовать давлению более плотных газовых образований и магнитному давлению со стороны их полей. Частицы космических лучей в состоянии это сделать, так как их газовое давление на намагниченную среду, равное

$$\frac{1}{3} \rho \bar{u}^2 = \frac{2}{3} E, \quad (29.13)$$

где  $E$  — плотность кинетической энергии, как раз имеет порядок  $H^2/8\pi$  — порядок величины магнитного давления (§ 6, с. 82) поля, удерживающего космические лучи от разлетания. Температура газа, состоящего из частиц космических лучей, достигает [см. формулу (29.11)] триллионов градусов. При более высокой плотности, например, 0,0001 частицы в  $1 \text{ см}^3$  газ в состоянии противодействовать магнитным полям и при более низкой температуре, например, в несколько десятков тыс. кельвинов. Фактически температура должна быть выше, так как в короне газовое давление должно прежде всего уравновешивать силу тяжести, иначе корона спадается. Простой расчет показывает, что для этого необходима  $T \approx 0,5-1,0 \cdot 10^6$  К. С другой стороны, сила тяжести удерживает также силы магнитного давления и давления космических лучей, направленные наружу. Для того чтобы это удалось, необходима плотность газа несколько большая, чем  $10^{-4}$  частиц в  $1 \text{ см}^3$ , т. е. порядка  $10^{-27} \text{ г/см}^3$ , а тогда формула (29.13) приводит к скорости  $u \approx 100 \text{ км/с}$ , которая превосходит звуковую скорость, если  $T < 10^6$  К. Возникающие в диске Галактики нарушения равновесия распространяются в короне как ударные волны, в которых диссипация энергии очень велика. Тем не менее газ короны может длительно оставаться при столь высокой температуре. За фронтом ударной волны происходит нагрев, так что новые волны не будут сверхзвуковыми, новый нагрев и диссипация не возникают более, а охлаждение газа происходит медленно, так как газ очень разрежен. Скорость его частиц такова, что он расширяется далеко за пределы диска Галактики и вместе с космическими лучами увлекает местные магнитные поля далеко в галактическую корону. Таким образом, космические лучи и горячий крайне разреженный газ ( $10^{-27}-10^{-29} \text{ г/см}^3$ ), «поднявшиеся» от основного «тела» Галактики, образуют галактическую корону (С. Б. Пикельнер), где разыгрываются явления нетермического радиоизлучения и совершают гигантские траектории частицы космических лучей (вероятность столкновений с ядрами очень мала). Поскольку они попадают сюда из внутренних частей Галактики, а своих источников в короне нет, то их плотность на порядок меньше, чем в окрестностях Солнца, во столько же раз меньше и их плотность энергии, в соответствии с уменьшением напряжения магнитного поля.

Изложенная качественно картина галактических полей и поля космических лучей при количественном рассмотрении не лишена существенных недостатков.

По-видимому, роль сферической составляющей космического радиоизлучения до недавнего времени переоценивалась и скорее всего галактическая корона не более протяженна, чем звездная составляющая Галактики. Высказывалось и такое мнение, что галактическая корона есть переходящее явление, остаточное явление грандиозного процесса бурного рождения релятивистских частиц, подобно тому, что наблюдается в современных радиогалактиках (см. § 31). Из-за ряда трудностей, альтернативно к гипотезе внутригалактического происхождения космических лучей, появилась гипотеза метагалактического их происхождения. В этой гипотезе магнитное поле Галактики не замкнуто на себя, а составляет часть более обширного магнитного поля, охватывающего Метагалактику или хотя бы ее Местную систему, т. е. скопление нескольких десятков галактик, включая и Галактику. Несравненно более грандиозные явления синхротронного радиоизлучения, наблюдаемые в радиогалактиках, сопровождают образование частиц сверхвысокой энергии, которые беспрепятственно достигают и проникают в Галактику и в окрестности Солнца.

### КОНДЕНСАЦИИ МЕЖЗВЕЗДНОГО ВЕЩЕСТВА И ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЕ

Из всего предыдущего содержания этой главы следует, что межзвездное вещество крайне неоднородно. Кроме видимых неоднородностей — пылевых и газовых туманностей, существуют невидимые уплотнения, обнаруживаемые или по радиоизлучению (и поглощению), или косвенным путем, например по показателям цвета звезд. Газовые туманности, образующие обширные и довольно плотные области III, обладают очень высокой температурой, которая отнюдь не способствует дальнейшему их уплотнению. Наоборот, они расширяются и, встречаясь с областями II, стимулируют их уплотнение, о чем мы уже говорили.

Мы рассматривали по отдельности пылевые и газовые структурные образования нашей звездной системы. Практически они всегда встречаются вместе, образуя сложные газопылевые комплексы, в которых обе составляющие взаимодействуют между собой и с погруженными в них звездами.

Мы видели также, что области II имеют тенденцию к дифференциации из разреженного водородно-гелиевого субстрата в плотные облака. Образовавшиеся сгущения могут прогрессировать дальше под действием гравитационных сил. Сгущающиеся газ и пыль образуют столь плотное облако, что оно становится непрозрачным и для света и для рентгеновских лучей. В его центре температура падает приблизительно до 10 К, но когда в результате флуктуаций плотности образуются отдельные центры сгущения, каждое из них начинает сжиматься независимо, отдавая потенциальную энергию на разогрев газопылевых масс. Так возникают протозвезды, единичные, если первоначальная масса мала, или их ассоциация, если масса велика (ср. главу IV, § 19). Конечно, в этой контракционной фазе своего развития звезды еще очень холодны и не могут быть наблюдаемы, пока сжатие не пойдет достаточно далеко, а затем в них начнутся термоядерные реакции.

Существенный прогресс в выявлении этих процессов принесло нам широкое исследование инфракрасного излучения космических объектов. Если наблюдения в оптическом диапазоне позволяли про-

никнуть лишь через сравнительно разреженные массы пыли, то с помощью инфракрасной техники удастся преодолеть очень плотные завесы и тем самым изучать свойства и пыли, и объектов, находящихся внутри таких плотных газово-пылевых сгущений, в том числе объекты низкотемпературные, которые в оптическом диапазоне изучают слишком мало. Заметим, что максимум излучения черного тела, нагретого до 300 К, приходится на длины волн около 10 мкм, до 100 К — на 30 мкм и при 30 К — в области 100 мкм. До последнего десятилетия нам были доступны только газовые объекты, обладающие такой температурой — через наблюдения в радиодиапазоне (сгущения нейтрального водорода H I с помощью линии 21 см и молекулярные облака, в том числе мазерные). Радиоизлучение, так же как и инфракрасное, испытывает лишь незначительное поглощение в пылевых облаках. И в радиодиапазоне ничем не проявляют себя звезды, если они не являются носителями нетеплового излучения, как, например, пульсары. Наоборот, холодные звезды с температурой меньше 3000 К излучают преимущественно в инфракрасной области.

Особенный интерес представляет тот случай, когда у звезды обнаруживается очень большой избыток инфракрасного излучения, иногда во много десятков раз превосходящий нормальное излучение абсолютного черного тела. Такие звезды на самом деле погружены в очень плотные пылевые облака, в которых звездное излучение поглощается, пылинки же разогреваются до 100—300 К и только их излучение доходит, в основном, до наших приборов. Если в такой пылевой оболочке находится горячая звезда, то она ионизует газ в достаточно широкой области вокруг себя, создавая зону H II. Она далеко отгоняет лучистым давлением пылевые массы, так что пылинки не могут испариться. Здесь же прекращается и ионизация водорода. Таким путем образуется так называемая звезда-кокон, структура которой построена по схеме:

звезда → область H II → область H I → пыль.

У холодной звезды область H II, очевидно, не образуется.

Можно поставить вопрос: что является здесь первичным — звезда или пыль? Однозначно ответить на этот вопрос трудно, поскольку в форме кокона наблюдаются звезды самых разных типов. Это и новые звезды, и звезды спектральных классов от В до М, а также звезды RV и Т Тельца, R Сев. Короны, бывшая новая η Кормы, блиставшая на южном небе в начале прошлого столетия, а сейчас находящаяся на пределе видимости невооруженного глаза, но остающаяся одним из самых ярких инфракрасных объектов неба. Специальное обследование отдельных инфракрасных источников, которые удалось отождествить с оптическими, показали, что из 12 звезд семь являются холодными гигантами, четыре — углеродными, одна — звездой Вольфа — Райе, WC. Многие переменные звезды типа Миры Кита имеют инфракрасный избыток на  $1^m$  по сравнению с другими «миридами», что можно приписать пылевой оболочке радиусом 20—30 а. е. с температурой около 1500 К. Около них находят облака межзвездных молекул, в пер-

вую очередь гидроксила и водяных паров, а также молекулы водорода  $H_2$ . У каждого класса инфракрасных звезд свой тип взаимодействия с пылью, соседство с молекулярными облаками — обычное явление. Звездный ветер из холодных звезд класса М состоит из частиц газа, которые на известном отдалении могут стать материалом для твердых частиц — силикатов или железосодержащих, а при избытке углерода (у С-звезд) — превратиться в кремний-карбид и графит. Возможность такого превращения проверена экспериментально в лаборатории, но для этого нужны некоторые зародышевые ядра, способ образования которых неизвестен. На уже образовавшихся пылинках происходит оседание молекул и многие из них, в частности  $H_2$ , рождаются именно на поверхности пылинок.

В течение  $10^4$ — $10^5$  лет образуется сперва протозвезда, которая затем выходит на главную последовательность полноценной звездой. Более массивные оформляются быстрее, менее массивные — дольше. Протозвезды воспринимают из окружающей среды газопылевые массы, образующие оболочку с постепенно возрастающей температурой. Далее реализуется уже описанная схема:

звезда  $\rightarrow$  III  $\rightarrow$  II  $\rightarrow$  пыль с молекулами.

В этом случае пылевая оболочка есть часть того первичного вещества, которое избежало конденсации. Уплотняясь под действием расширяющейся от горячей звезды области III, нейтральные водородные атомы захватывают пылинки и молекулы, чем способствуют образованию новых центров гравитационной конденсации. Если первоначальная масса газопылевого комплекса достигла  $10^3$ — $10^4 M_\odot$ , то из него могут возникать целые звездные группы, ассоциации или скопления. Возраст звезд, содержащихся в них, не одинаков, не только потому, что более массивные сгущения эволюционируют быстрее, но и потому, что зарождаются они в разное время.

Как мы уже знаем, области III излучают в радиоконтинууме в результате свободно-свободных переходов электронов, а также дают дискретное излучение при рекомбинации ионов. Распределение в них радиоизлучения совпадает с распределением инфракрасного излучения 10—20 мкм: убедительное доказательство совместного существования горячего газа и нагретой до 100—300 К пыли.

Размеры мазерных сгущений от 1 до 1000 а. е. Плотность молекул в них  $10^2$ — $10^5$  см $^{-3}$  или в среднем  $10^{-19}$  г/см $^3$ , а пыли — в сто раз меньше, т. е.  $10^{-21}$  г/см $^3$ . Это так много, что огромная поглощательная способность такого облака неизбежна.

Рассмотрим несколько газопылевых комплексов, в которых сложность и многообразие их проявляются особенно отчетливо.

*Туманность Ориона.* Мы познакомились с нею как с диффузной туманностью — огромной III-областью, возбуждаемой четырьмя О—В звездами Трапедии Ориона ( $\theta^1$  Ориона). Здесь находится максимум ионизации, как то показывают радиоизотопы. К северо-западу от Трапедии, на расстоянии 1', находится скопление инфракрасных

источников, невидимых в оптическом диапазоне. Оно совпадает с молекулярным облаком. Около звезды Трапеции  $\theta^1$  Ori (D) находится объект Ней Аллена. Он протяженный (диаметром около  $30''$ ), дает большое излучение в области  $200 \text{ мкм}$  и показывает специфическую эмиссию в  $10 \text{ мкм}$  от силикатных частиц пылевой оболочки. Близко находится точечный объект IRS 4, более холодный. Обе звезды,  $\theta^1$  и  $\theta^2$  Ori, разделенные угловым расстоянием  $3'$ , окружены облаком, излучающим в еще более длинных волнах —  $69 \text{ мкм}$ ; очертания этого облака повторяют очертания области, излучающей в радиоконтинууме с  $\lambda 11 \text{ см}$ . Температура пыли равна приблизительно  $100 \text{ К}$ . Эта область разреженного HII без резкого перехода к области HI, которая прослеживается в стороне и обладает  $T=80 \text{ К}$  и  $n \approx 10^4 \text{ см}^{-3}$ .

Среди дискретных источников, расположенных в туманности и за нею, определяемых только по инфракрасному излучению и лазерной эмиссии OH и  $\text{H}_2\text{O}$ , выделяется объект Беклин — Нейгебауэра (B—N) в области спектра  $3\text{—}10 \text{ мкм}$ . Его температура около  $530 \text{ К}$ , излучение сильно поляризовано, а диаметр меньше  $2''$ . От него в  $12''$  к югу находится небулярный объект Клейнман — Лоу (K—L) с поперечником  $30''$  и температурой  $70 \text{ К}$ . Его ядро, диаметром  $2''$ , более горячее,  $200 \text{ К}$ . Около  $30\%$  всего инфракрасного излучения туманности Ориона исходит от этих источников. С ними совпадает молекулярное облако. В нем находится не менее семи объектов, подобных объекту B—N. Весь этот комплекс находится за областью HII. Ни один из объектов типа B—N не обнаруживается в визуальных лучах из-за огромного поглощения:  $A_V=30\text{—}40^m$ , не исключено и значение  $70^m$ . Предположительно полное излучение звезды B—N достигает  $5 \cdot 10^4 L_\odot$ .

Очень схож с комплексом туманности Ориона протяженный радиоисточник W3 в Персее, связанный с яркой туманностью IC 1795. Здесь наблюдаются все те же компоненты газопылевого комплекса, который скрывает в себе огромную ассоциацию рождающихся O-звезд.

Иными характеристиками обладает область вблизи  $\rho$  Ophiuchi (Змееносца). Это — сложный комплекс пылевых темных облаков, рядом с которыми находится светлая туманность IC 4603 отражательного типа. Встречаются немногочисленные компактные области HII, в которых, кроме водорода, излучают (в ультрафиолетовой области) при рекомбинации ионы CII. В ближнем инфракрасном диапазоне ( $2 \text{ мкм}$ ) в этой области было обнаружено 67 точечных объектов, погруженных в пылевые массы, поглощение в которых достигает в визуальной области  $10\text{—}40^m$ . Их плотность — до  $20 \text{ пк}^{-3}$ , тогда как плотность звезд в Плеядах  $6 \text{ пк}^{-3}$ , а в скоплении  $\eta$  Персея  $7 \text{ пк}^{-3}$ . Надо полагать, что все эти объекты — действительно звезды, недавно рожденные ( $10^4\text{—}10^6$  лет). Полагая, что они уже вышли на главную последовательность, их спектры можно оценить от B3 до F5. Менее массивные остаются еще протозвездами. Им нужно  $10^6\text{—}10^7$  лет, в течение которых скопление оформляется. Здесь всюду присутствуют облака из молекул CO, SO,  $\text{H}_2\text{CO}$ , CS. По линиям CO установлены содержание



этих молекул в самых плотных сгущениях  $10^5 \text{ см}^{-3}$  и температура 30 К. Вероятно, много больше молекул  $\text{H}_2$ , которые обнаружили себя подосой поглощения в ультрафиолетовом спектре  $\zeta \text{ Oph}$  ( $\lambda\lambda$  1048—1051 Å). В далеком инфракрасном диапазоне вокруг наиболее массивных (ярких) инфракрасных звезд найдены протяженные источники диаметром до  $2,5'$ . Это — нагретые пылевые оболочки, еще не пошедшие на образование звезд.

Небольшая темная туманность Барнард 5 в Персее оказалась местом рождения по крайней мере четырех звезд. Одна из них окружена пылью с температурой 800 К, вблизи другой  $T=300 \text{ К}$ . Остальные две являются, по-видимому, звездами Т Тельца. Так малозаметным образом рождаются маломассивные звезды Главной последовательности (ГП). Конечно, для того чтобы стать гнездом для рождающихся звезд, газопылевые облака должны существовать достаточно долго, а это определяется их включением в общую динамику Галактики и кинематикой с возможными встречами друг с другом (приблизительно один раз в  $10^8$  лет). Важно также соотношение между уже образовавшимися звездами и плотностью газа и пыли. При некоторых условиях процесс рождения и первоначальной эволюции идет автоматически, как результат взаимодействия между протозвездой и окружающим веществом. Он приводит к конденсации звезды ГП с массой от 0,1 до 15—20 масс Солнца и более. Остатки облака могут существовать еще десятки миллионов лет.

Но если сконденсировалась масса порядка 15—20  $M_\odot$ , то новорожденная звезда обладает большой светимостью, благодаря чему она легко выделяется как заметный объект на звездном фоне. Горячая ранняя звезда может живо взаимодействовать с остатками породившего ее диффузного вещества, разгоняя последнее своим бурным лучеиспусканием, а также «звездным ветром» — неисчерпаемым потоком корпускул, движущихся со скоростями до 3000 км/с. Этот процесс вследствие длительности его по результатам может соперничать со взрывом сверхновой звезды. Не всегда он заканчивается «в пользу звезды». Как мы видели уже, за туманностью Ориона есть объекты, свет от которых не пробивается через пылевые массы. Другой пример был приведен ранее (с. 318): звезда № 12 из ассоциации VI Лебеда — одна из нескольких молодых звезд, возраст их порядка  $10^5$ — $10^6$  лет. При их образовании первоначальное пылевое сгущение было особенно большим и плотным ( $>30 M_\odot$ ) и за короткое время оно не рассеялось. Молодые горячие звезды своим присутствием как бы определяют спиральные ветви нашей Галактики, равно как и тех спиральных галактик, в которых процесс звездообразования еще свеж, а также некоторых неправильных галактик. По некоторым причинам, еще не вполне ясным, в жизни галактики могут быть такие эволюционные фазы, когда яркое звездообразование замирает на долгий срок. Но это уже тема звездной астрономии.

## ЦЕНТРАЛЬНЫЕ ОБЛАСТИ ГАЛАКТИКИ

Млечный Путь как явление, наблюдаемое невооруженным глазом, дает лишь отдаленное представление об истинном распределении вещества в Галактике. Самые очертания его, размытые и неясные, определяются в значительной степени расположением близких пылевых облаков, создающих в разных местах завесы, заслоняющие свет более

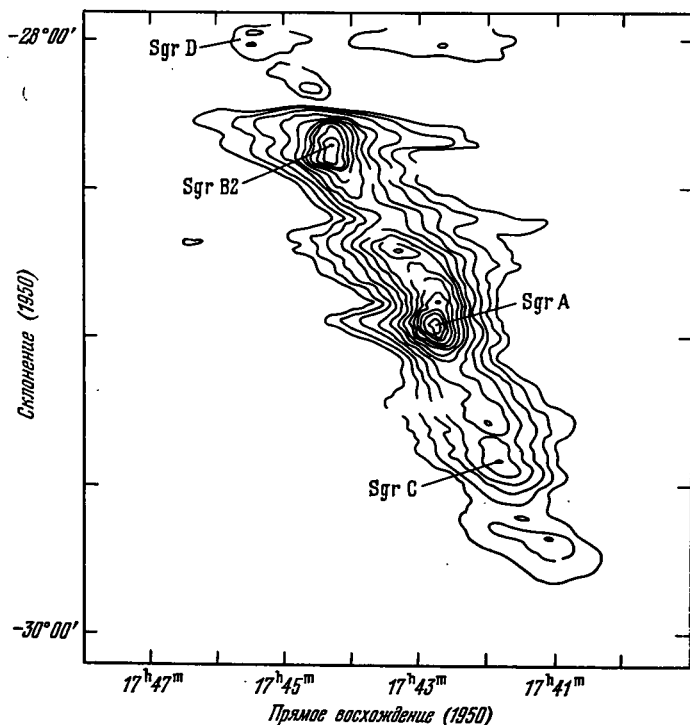


Рис. 165. Изофоты инфракрасного излучения 40—350 мкм из центра Галактики (источник Sgr A) и его окрестностей. Рисунок заимствован из книги *Frontiers of Astrophysics*, Harvard University Press

далеких звезд и газовых туманностей. Лишь с середины текущего столетия удалось пробиться через эти завесы с помощью новых методов — радиоастрономии, инфракрасной и рентгеновской астрономии.

Особенно интересным оказался центр Галактики, положение которого в полосе Млечного Пути уже давно было установлено оптическими наблюдениями, а сам центр был недоступен из-за огромного поглощения света между ним и наблюдателем (до  $30^m$  в лучах V). Инфракрасные, а затем и радионаблюдения выделили несколько сгущений, связанных с областями HII (рис. 165). Интерференционные наблюдения высокого разрешения в коротковолновом радиодиапазоне, а затем и в далекой инфракрасной области спектра показали нам распределение

газа и пыли, а также объектов, погруженных в них, чье радиоизлучение достигает нас сравнительно свободно, а в области волн 2,2 мкм теряет на этом пути до 85—90 % интенсивности.

Главные интенсивные источники излучения получили название Стрелец А и Стрелец В. Первый располагается точно в центре Галактики. В середине его находится точечный источник IRS 16, именуемый так по инфракрасному излучению, и SgrA—West в радиодиапазоне. Это один из 14 точечных радиообъектов на маленькой площадке. Он имеет поперечник  $\leq 0,001''$ , т. е.  $< 10$  а. е. и, по-видимому, действительно охватывает центр Галактики, а вокруг него до расстояния 1,5 пк содержится около  $10^7$  звезд, т. е. плотность в миллионы раз больше, чем вокруг Солнца. Последнее породило гипотезу, что здесь находится сверхмассивная черная дыра и отсюда исходят все виды тепловых и нетепловых излучений, порождаемых аккрецией вещества. Спектр IRS 16 в области 12—13 мкм показывает запрещенные линии [NeII], [ArII], [ArIII]. Последняя слабее второй, что указывает на сравнительно слабый источник ионизации с  $T \leq 35\,000$  К. Если источник звездный, то нужно звезд иметь не менее ста, и притом горячих. Но можно предположить, что здесь лишь один объект — черная дыра, так как запрещенное излучение требует чрезвычайно высоко разреженного газа. Что верно — сказать трудно. Упомянутая выше оценка массы ядра Галактики —  $10^7 M_{\odot}$  — покоится на применении теоремы вириала (см. с. 422) к наблюдаемым скоростям отдельных облачных образований ( $\langle v^2(r) \rangle G M(r)/r$ ). К сожалению, их немного!

Рентгеновское излучение из центра Галактики наблюдается в интервале 1—4 кэВ. Оно, в общем, слабо. Несколько сильнее оно от 80 до 180 кэВ, но ничуть не заметнее, чем у обычных неточечных областей излучения. Зато очень энергично  $\gamma$ -излучение, правда, локализованное (грубо) на расстоянии  $1''$  в стороне от центра. Более длинноволновая его часть — у 511 кэВ — характеризуется сильным излучением, точно соответствующим энергии аннигиляции электрона с позитроном. Излучение это переменное в шкале одного месяца ( $\sim 3 \cdot 10^6$  с), указывающее на размеры  $\sim 10^{17}$  см, а масштабы аннигиляции  $e^+$  и  $e^-$  порядка  $10^{16}$  г/с.

Кроме точечных источников в Стрельце А радионаблюдения установили обширные арки, поднимающиеся над ядром Галактики на «высоту» до 50 пк, и еще более могучий выброс к северу от галактической плоскости на высоту до 200 пк — своего рода внешняя полость (см. § 31), как у радиогалактик.

Вся область вокруг центра Галактики (Стрелец А, В, ...) показывает излучение молекул, в частности СО. Изофоты этого излучения хорошо коррелируют с изофотами в далеком инфракрасном диапазоне 40—350 мкм. Как мы видели в § 27, излучение СО отчасти стимулируется излучением молекулярного водорода  $H_2$ . Наблюдаются также излучения других молекул, в частности, мазерные ОН и  $H_2O$ . В целом изофоты радиоизлучения на волне 6 см тоже очень хорошо коррелируют с длинноволновым инфракрасным излучением. Во всяком случае,

центр Галактики резко обозначается усиленным излучением как в инфракрасном, так и в рентгеновском диапазонах.

Картину Млечного Пути по обе стороны центра Галактики, несомненно, дали нам наблюдения инфракрасного спутника ИРАС (IRAS), проработавшего в 1983 г. с большим успехом. Он показал нам наглядно, сколь тонок наш галактический диск и сколь тесно к нему располагаются звезды диска, газовые и пылевые облака (рис. 166). Пылевые облака на этот раз выглядят излучающими, так как

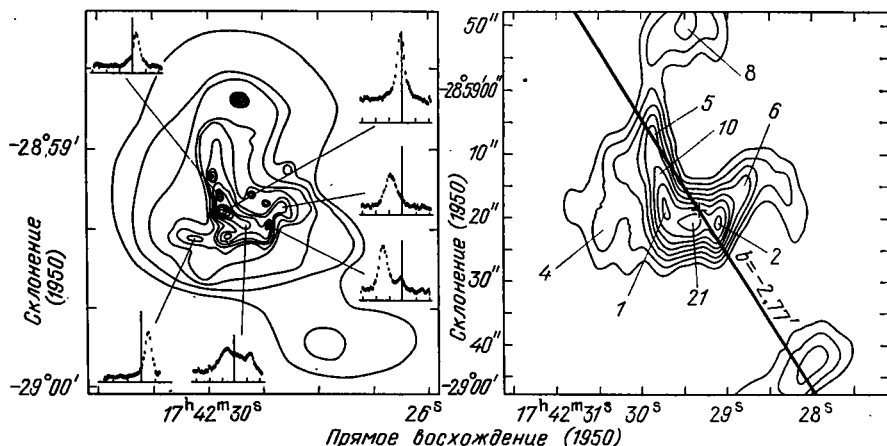


Рис. 166. Самая центральная часть Галактики — Sgr A (высокое разрешение). Слева изображение его в инфракрасных лучах (10  $\mu$ ). Колоколообразные кривые показывают фотометрические разрезы отдельных источников в лучах запрещенной линии неона [NeII]. Справа — та же область по наблюдениям в радиодиапазоне ( $\lambda = 6$  см) с многоэлементным интерферометром

температуры их нередко достигают 100 К и более, до 600 К. Это — скопления пыли вокруг горячих звезд, а в иных случаях — извергнутые охлажденные оболочки холодных звезд, атмосферы которых имеют преимущественно молекулярный состав (звезды R, N, ...). Наряду с такими объектами имеются холодные облака, состоящие из газа и пыли, которые не содержат звезд, но являются исходным материалом в местах, где зарождаются звезды и их группы. О ближайших таких гнездах мы уже говорили, но теперь они просматриваются на всем огромном протяжении Галактики в том или ином направлении. Они обнаруживают себя и в радиодиапазоне в виде молекулярных облаков OH, CO и др. гигантских размеров, которые, быть может, на 90 % состоят из молекул  $H_2$  (см. выше, с. 336) до 100 молекул в  $1\text{ см}^3$ . Их намечается два типа: более холодные с кинетической температурой  $T_k < 200\text{ К}$ ,  $n \approx 10^4\text{ см}^{-3}$  и с  $T_k < 20\text{ К}$ ,  $n \approx 10^5 - 10^6\text{ см}^{-3}$ , о которых мы уже говорили, как содержащих внутренний источник тепла — рождающуюся звезду.

В 1983 г. ИРАС зарегистрировал около четверти миллиона объектов различной природы, совершив двукратный обзор 95 % всего неба в длинах волн 12, 25,

60, 100 мкм, чему соответствует максимальная восприимчивость к излучению с температурами от 273 до 37 К. Его работа прекратилась в ноябре 1983 г., когда испарилось 72 кг сверхтекучего гелия, охлаждавшего аппаратуру и главное 57-сантиметровое зеркало из бериллия.

Примерно 65 % обнаруженных объектов принадлежит Галактике. Еще 65 000 источников связаны с разными фазами межзвездной среды, включая HII-области, молекулярные облака с погруженными в них дозвездными образованиями и плотными сгущениями пыли. Остальные 9 % составляют внегалактические объекты (22 000). Для 5000 самых ярких объектов получены инфракрасные



Рис. 167. Изображение Млечного Пути на протяжении  $18^\circ$  по обе стороны от центра Галактики, полученное европейским инфракрасным спутником ИРАС (IRAS) за время его почти годичной активности в 1983 г. В середине полосы заметно увеличение яркости, отмечающее центр Галактики и его окрестности

спектры с низким разрешением. С беспрецедентной ясностью получена картина галактического диска и центрального сгущения, свободная от поглощения (12 и 25 мкм).

Не менее важные исследования Галактики были проведены в рентгеновских лучах. Мы уже говорили неоднократно о рентгеновском излучении космических объектов разного рода как от отдельных точечных источников, так и диффузного характера. Уже первые рентгеновские спутники показали усиление фона в плоскости Галактики между галактическими долготами  $50-60^\circ$ . Аппаратура спутника ХЕАО-1 (НЕАО-1) показала, что есть две составляющие рентгеновского излучения в Галактике, одна — с большой (около 1 кпк) шкалой по высоте  $z$  над галактической плоскостью, наблюдавшаяся уже спутниками Ухуру (Uhuru) и Ариель-5 (Ariel-5) и легко прослеживаемая на галактических широтах  $|b| \geq 10^\circ$ , другая — располагающаяся узким гребнем вдоль галактической плоскости и немного над ней, создается малосветящимися звездными популяциями (звезды RS Гон-

чих Псов, карликовые вспыхивающие звезды и, может быть, звезды dM); при этом выпадала область около  $50^\circ$  по обе стороны центра Галактики, так как малое угловое разрешение не позволяло выделить и отбросить точечные источники. У первого же пояса хорошо определялся тепловой спектр с  $kT \approx 9$  кэВ и  $L_X \approx 3 \cdot 10^{38}$  эрг/с.

Рентгеновский спутник ЭКЗОКАТ (EXOSAT) отделил диффузное излучение от излучения точечных источников в ярком галактическом гребне в  $40^\circ$  по обе стороны от центра Галактики для волн с энергией

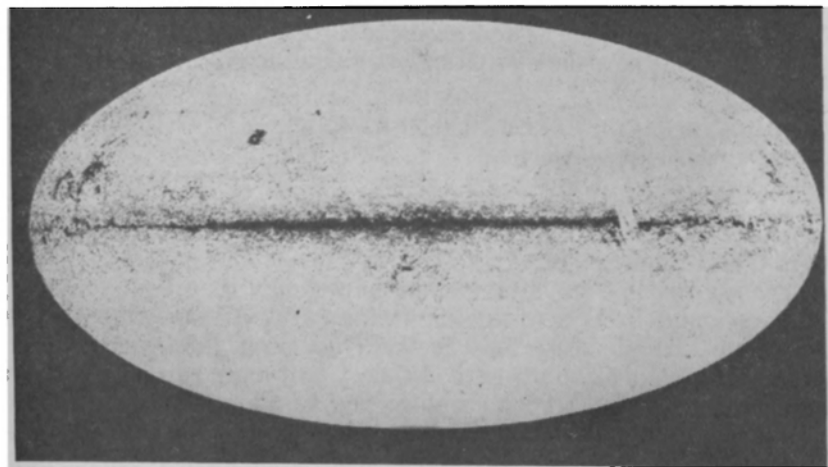


Рис. 168. Картина Млечного Пути в рентгеновском диапазоне спектра на  $40^\circ$  по обе стороны от центра Галактики. Получена по измерениям со спутника ЭКЗОКАТ (EXOSAT) в 1984 г. (см. текст)

больше 2 кэВ. Он обладал узким полем зрения  $0,75^\circ \cdot 0,75^\circ$  и точностью «прицеливания» около  $5''$ . Положение при повороте от одного трека к другому фиксировалось с точностью до  $1'$ . Обследование было произведено за две недели июня 1984 г. Гребень был полностью подтвержден на протяжении  $80^\circ$  галактической долготы. Была составлена карта шириной  $10^\circ$  у центра Галактики, сужающаяся до  $2^\circ$  при  $l=96$  и  $276^\circ$ . Обнаружено много точечных источников, а главное — излучение между ними (рис. 168).

Результаты могут быть интерпретированы по-разному. Либо источник диффузного излучения имеет форму конечного диска радиусом 6,5 кпк вокруг галактического центра, либо он неограничен, экспоненциально слабеет с расстоянием и имеет половинную плотность на расстоянии 3,5 кпк. В обоих случаях падение плотности по мере удаления от плоскости Галактики происходит в пределах 100 пк. Общая рентгеновская светимость Галактики составляет  $1,5\text{--}1,7 \cdot 10^{38}$  эрг/с, т. е. на пять порядков выше полного излучения Солнца. Источник ее неясен. Можно было бы предполагать, что фон создают неразличимые точеч-

ные источники. Но тогда их оказывается слишком много, чтобы их ассоциировать со вспышками сверхновых: около  $3 \cdot 10^4$  источников следует рассматривать как молодые остатки сверхновых, возраст которых не более 5000 лет, тогда как частота вспышек сверхновых, как мы видели, составляет всего около 30 за тысячу лет. Другая возможность — обратный комптон-эффект на реликтовом излучении. Но спектр космических лучей показывает, что космических частиц нужной энергии меньше на два порядка. При поиске источников фона нужно отнестись со вниманием на обнаруженное в межзвездном пространстве излучение сильно ионизованного железа (Fe XXVI) с энергией 6,7 кэВ, а также тепловое тормозное излучение электронов в интервале 5—9 кэВ, но источник столь высоких температур неизвестен.

### ОСОБЕННОСТИ РАСПОЛОЖЕНИЯ И ДВИЖЕНИЯ ГАЗОВЫХ МАСС В ГАЛАКТИКЕ

В расположении и движении газовых (в основном водородных) масс Галактики наблюдается много замечательных особенностей, среди которых выделяются две:

- 1) сосредоточение их в спиральных рукавах и
- 2) растекание их от центра Галактики наружу вдоль галактической плоскости с постепенным торможением по мере удаления.

Явление 1) уже было отмечено выше. Плотность газового вещества в спиральных ветвях Галактики примерно на порядок выше, чем между ними, что соответствует и расположению звезд в них. За последние годы спиральные ветви, по крайней мере ближайшие, обозначились не только по наблюдениям нейтрального водорода, но и по пространственному расположению газовых туманностей и галактических скоплений \*). Предполагаемое магнитное поле в спиральных ветвях (см. с. 405) активно сдерживает только плазму, но не звездную составляющую. То, что звезды тоже располагаются гуще в ветвях спиралей, указывает на их образование из межзвездного газа (и пыли) и притом сравнительно недавно, иначе они рассеялись бы равномерно по всей Галактике. Действительно, спиральные ветви хорошо намечаются расположением тех звезд, которые мы считаем молодыми, в первую очередь звездами из О-ассоциаций, цефеидами и другими сверхгигантами.

Газовая составляющая Галактики располагается около основной плоскости весьма тонким слоем: та ее часть, где плотность падает наполовину по сравнению с плотностью в самой основной плоскости, удалена от последней всего лишь на 75—125 пк. У электронов эта величина вдвое больше, как показывает мера дисперсии DM у пульсаров. Но так обстоит дело лишь в частях Галактики, внутренних по отношению к положению Солнца в ней. Дальше 8—10 кпк от центра Галактики толщина слоя нейтрального водорода, судя по наблюдениям на

\*) Что эти ветви спиральные, а не кольцевые, доказать с полной убедительностью пока не удастся. Мы не останавливаемся на этом вопросе, относящемся к предмету звездной астрономии.

волне 21 см, заметно возрастает — до 1000 пк и даже до 2000 пк с южной стороны галактической плоскости. Средняя  $Z$ -координата удаленности водорода от галактической плоскости при этом изменяется в северной части видимого Млечного Пути от +50 до +600 пк, а в южной части его — от нуля до —600 пк. Приливные деформации со стороны близких внегалактических объектов не могут объяснить эту странную деформацию водородного субстрата Галактики. Быть может, причину следует искать в том, что магнитное поле Галактики открыто в направлении долгот  $l$   $90^\circ$ — $270^\circ$  и допускает общение межзвездного вещества Галактики с метagalактической средой.

Интересно, что у других галактик тоже наблюдается асимметрия в распределении нейтрального водорода. Особенно это заметно у галактики M101. Один из ее спутников — галактика NGC 5474 — достаточно массивен, чтобы вызвать заметный приливной эффект.

В центре Галактики движение ионизованного газа, как оно определяется из доплеровских смещений линий [NeII], очень сложно. Дисперсия скоростей газовых масс порядка 100 км/с, а общий разброс их 260 км/с. Немного в стороне от центрального нетеплового источника излучения наблюдается структура типа спирали с перемычкой (см. главу VII) размером не более 3 пк. В ней ионизованный газ, окруженный молекулярным газом, стекает к центру Галактики тремя потоками со скоростями до 200 км/с. В это же время распределение кислорода в форме [OI] и скоростей его указывает на иную структуру у центра Галактики — вращающийся диск, подвергающийся возмущениям, которые медленно гасятся за несколько ротационных периодов, т. е. приблизительно за  $5 \cdot 10^4$  лет.

Переходя к явлению 2), мы должны отметить еще более загадочное поведение газового вещества в центре Галактики. Радионаблюдения выявили существование плотных газовых масс, дающих линию 21 см в поглощении, смещенной против нормального положения в сторону высоких частот. Это можно интерпретировать как движение газа к наблюдателю, т. е. *расширение* от центра Галактики со скоростью до 200 км/с. В более близкой к нам ветви Галактики, отстоящей на 3 кпк от ее центра, скорость расширения падает до 50 км/с. Отголоски этого расширения, около 7 км/с, замечаются в спиральной ветви, содержащей Солнце, т. е. на расстоянии 8—10 кпк от центра. Скорость расширения падает, таким образом, пропорционально квадрату расстояния от центра, и это говорит о торможении газовых масс в Галактике. Намечается также газовое кольцо на расстоянии 700—800 пк от центра Галактики, которое вращается со скоростью около 200 км/с. Интересно, что упомянутое выше облако гидроксила вблизи галактического центра имеет положительную скорость +40 км/с, что указывает на движение облака к центру Галактики.

Описанное выше явление истечения материи из ядра Галактики недавно получило подтверждение и в оптическом диапазоне с помощью остроумно поставленных наблюдений предельно слабых полей HII, расположенных в направлении галактического центра (Куртес, Фран-



ция). Эти поля анализировались в лучах  $H_{\alpha}$  посредством эталона Фабри — Перо \*, дающего кольца равного наклона при очень большой дисперсии, так что даже небольшие радиальные движения водородных газовых масс ввиду изменения длины волны вследствие принципа Доплера — Физо проявят себя большим сдвигом колец или их местными деформациями. Рис. 169 в секторе 3 наглядно показывает такой сдвиг колец для области галактического центра. Величина сдвига указывает на приближение газа со скоростью до 188 км/с.

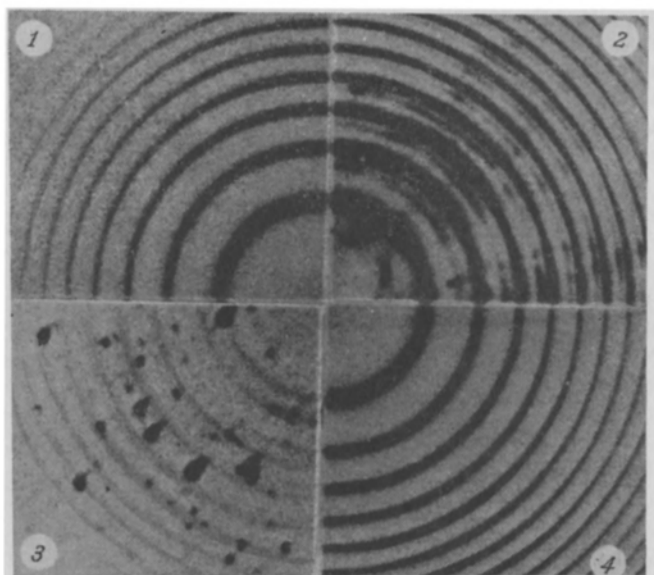


Рис. 169. Картина интерференционных полос, наблюдаемых после того, как через узкий свето-фильтр, прозрачный для линии  $H_{\alpha}$  и ее спектральных окрестностей, а затем через эталон Фабри — Перо был пропущен свет от туманности Лагуна-М 8 (сектор 2) и от водородных полей близ центра Галактики (сектор 4). Для сравнения дана картина колец равного наклона от лабораторного источника  $H_{\alpha}$  (секторы 1 и 3). Двойственность колец в секторах 2 и 4 вызвана тем, что кроме  $H_{\alpha}$  излучение туманностей содержит еще линию  $NII \lambda 6584$  (внутренняя компонента). Экспозиция для М 8 была 10 минут, для галактического центра — 3 часа. Водородные кольца на фотографии области центра Галактики смещены, указывая на скорость по лучу зрения 188 км/с, направленную к нам. Большая ширина колец в секторе 2 говорит о значительных беспорядочных движениях газа в туманности Лагуна (обсерватория Верхнего Прованса)

Исследованная область лежит на расстоянии всего  $1^{\circ}$  от направления на галактический центр и в какой-то степени связана с источниками радиоизлучения, входящими в комплекс Стрелец А. Но водородные поля, лежащие в самом центре Галактики, скрыты непроницаемой для оптического диапазона длин волн завесой космической пыли, через которую пробиваются только радиоволны. Неподалеку находят-

\*) См., например, Ландсберг Г. С. Оптика. — М.: Наука, 1976. — С. 137 и след., или Королев Ф. А. Курс физики. — М.: Учпедгиз, 1962. — С. 11 и 12.

ся поля с малыми лучевыми скоростями (от 0 до +30 км/с), которые располагаются гораздо ближе к нам, нежели центр Галактики и пылевые облака, его скрывающие.

### МЕЖЗВЕЗДНЫЙ ГАЗ В ГАЛАКТИКЕ (РЕЗЮМЕ). АКТИВНОСТЬ ЯДРА ГАЛАКТИКИ

Итак, наблюдения и их интерпретация позволяют следующим образом охарактеризовать роль различных источников энергии в межзвездном пространстве нашей Галактики: плотность энергии, содержащейся

в полном излучении звезд,	$0,7 \cdot 10^{-12}$ ,
в турбулентных движениях газа,	$0,5 \cdot 10^{-12}$ ,
в фоновом излучении, <sup>1</sup>	$0,4 \cdot 10^{-12}$ ,
в космических лучах,	$1,6 \cdot 10^{-12}$ ,
в магнитных полях	$1,5 \cdot 10^{-12}$ эрг/см <sup>3</sup> .

Крупномасштабные движения межзвездного вещества таковы. Состоящий в основном из водорода межзвездный газ располагается главным образом в спиральных ветвях Галактики, очень близко к основной плоскости во внутренних частях Галактики, но удаляясь от нее во внешних. Он разрежается и раздается в толщину. Наибольшую плотность он имеет в 6—10 кпк от центра: в ветвях спирали 1—3 атома/см<sup>3</sup> и на порядок ниже в промежутках между ними. Отдельные большие сгущения его с плотностью 100—1000 см<sup>-3</sup> и больше хорошо заметны как туманности, если возле них имеются горячие звезды. Тогда их температура вместо обычной 100 К и ниже поднимается до 10 000 К. Во внутренних частях Галактики наименьшая плотность наблюдается на расстояниях 0,5 до 1,5—2,0 кпк. Сгущение малых размеров, высокой плотности и температуры находится и в самом ядре Галактики.

В таблице 19 дана сводка физических характеристик различных газовых образований в Галактике (заимствована из журнала *Die Sterne*, № 1, 1985).

Газовые массы участвуют в общем галактическом вращении наряду со звездами, но, кроме того, они расширяются со скоростью, которая быстро увеличивается по направлению к ядру. Так, правильная спиральная (или круговая?) ветвь наблюдается на расстоянии 3 кпк от центра Галактики. Вращение ее происходит со скоростью 200 км/с, а газовая составляющая расширяется, кроме того, со скоростью 50 км/с. Такую же ветвь можно проследить из радионаблюдений по «ту» сторону центра Галактики, на расстоянии 2—3 кпк. Она удаляется от центра и от нас со скоростями 75 км/с и выше. Но наибольшую скорость расширения наблюдают в самом малом и плотном газовом ядре Галактики (180—200 км/с) и вне его до расстояний 500 пк. В новейшее время были обнаружены водородные облака, которые движутся под небольшим углом к плоскости Галактики в противоположные стороны от центра ее с большими скоростями и уже удалились на периферию Галактики дальше, чем находится сейчас Солнце. Это можно

Таблица 19

Физические характеристики газовых образований в Галактике

Состояние газа	Газовая составляющая	$n, \text{ см}^{-3}$	$T, \text{ К}$	$M, \text{ в } M_{\odot}$	Занимаемая доля объема, %	Доля всей массы, %	Наблюдаемые свидетельства
Молекулярное	Гигантские молекулярные облака	$10^3$	10	$10^5-10^6$	$\leq 2$	$\approx 50$	$\text{CO}, \text{H}_2, \text{CH}, \text{OH}, \text{NH}_3, \dots$
Молекулярное	Темные облака *)	$10^2-10^3$	10	$10^8$			То же
Атомарное	Облака HI	1-30	50-100	$10^2$		25	Линия 21 см
Атомарное	Газ между облаками	0,1-1	$10^3-10^4$	—	50?	25	То же
Ионизованное	Области HII	$1-10^5$	$10^4$	$10^{-1}-10^4$	малая	малая	Континуум Рекомбинационные линии
Ионизованное	«Корональный» газ	$10^{-4}-10^{-5}$	$10^4-10^6$	—	20-80	малая	Мера дисперсии пульсаров? γ-излучение Линии OVI 1632, 1638, NV 1243 Å
Ионизованное	Релятивистские частицы	$10^{-9}-10^{-6}$	Нетепловые	—	—	—	Нетепловой континуум

Общая масса в Галактике водорода HI —  $8 \cdot 10^8 M_{\odot}$ , H<sub>2</sub> —  $6 \cdot 10^8 M_{\odot}$ , HII —  $10^7 M_{\odot}$ .\*) Оптическая толщина такова, что  $A_V = 10-100^m$ .

истолковать как взрыв, имевший место  $10^7$  лет назад, а энергия его  $10^{67}$  эрг.

Из сказанного отчетливо выступает активная роль ядра в Галактике. Истечение газа из центральных областей Галактики на расстоянии 3 кпк от центра составляет около полутора солнечных масс в год. Если этот процесс постоянный, то за время существования Земли из центральных частей Галактики (или, может быть, из маленького ядра ее) должна была вытечь масса, равная 10 млрд масс Солнца, т. е. значительная часть общей массы Галактики (около  $1,5 \cdot 10^{11} M_{\odot}$ ). Возникает трудный вопрос о пополнении этой утечки. Одним из механизмов пополнения могла бы служить циркуляция газа в Галактике, когда взамен оттока его в галактической плоскости происходит приток из галактической короны. Движения регулируются магнитным полем. Более реалистично, однако, предположение, что наблюдаемый отток есть временное явление, длящееся, например,  $10^6$ — $10^8$ — $10^7$  лет, затухающее после этого и, может быть, возобновляющееся. В сторону этой гипотезы нас толкает наблюдаемая активность ядер некоторых галактик, в том числе и радиогалактик (см. § 31).

Кроме того, наблюдения межзвездного водорода на больших расстояниях от центра Галактики и от ее диска показали, что со стороны гало к диску приближаются со скоростями 30—80 км/с газовые массы, находящиеся на расстоянии 1 кпк от диска и больше, главным образом в северном галактическом полушарии. Вряд ли это газ метagalактического происхождения. Скорее, это возвращение к Галактике газа, ранее (давно) выброшенного из ее диска.

## ЗАДАЧИ К ГЛАВЕ VI

1. По КПА 379 изофотные длины волн для системы  $V$  — 552 нм, для системы  $I_{pg}$  — 423 нм, а статистическая связь между показателями цвета  $B-V$  и  $C = I_{pg} - I_{pv}$  такова:

$$C = -0,09 + 0,95 (B - V).$$

Проверить, насколько согласуются между собой формулы (26.15) и (26.16), полученные независимо друг от друга из разного наблюдательного материала, если считать, что межзвездное ослабление света пропорционально  $\lambda^{-1}$ .

2. Функция рассеяния  $Q$  показывает отношение эффективности сечения частицы к геометрическому. Показать, что коэффициент ослабления, рассчитанный на единицу массы, выражается формулой

$$k'' = \frac{3Q(\alpha)}{4\pi\rho} \frac{\text{см}^2}{\text{г}},$$

и рассчитать величину  $k''$  для металла и диэлектрика, снимая значения  $Q(\alpha)$  с графика на рис. 139 при разных значениях радиуса частицы  $a$  в интервале 0,05—1,5 мкм.

3. Рассчитать, какую мощность должен затрачивать космический корабль для преодоления силы сопротивления межзвездной пыли при его движении через «угольный мешок» со скоростью 20 000 км/с, если его поперечное сечение

равно  $13 \text{ м}^2$ . Будет ли отвод тепла из космического корабля путем лучеиспускания компенсироваться нагревом от столкновений с пылевыми частицами, считая их неупругими?

4. Вывести формулу (26.18), исходя из таких соображений: 1) граница туманности, за которой туманность перестает быть заметной для применявшегося инструмента (2,5-метровый телескоп), соответствует яркости  $23,2^m$  с 1 кв. секунды дуги; 2) при всех возможных комбинациях в расположении освещающей звезды и туманности по отношению к земному наблюдателю наибольшая возможная яркость туманности есть  $A/4\pi$ , где  $I$  — интенсивность падающего света звезды.

5. С зеркалом, имеющим поперечник 12 м, на волне 21 см принят сигнал, мощность которого равна  $1,3 \cdot 10^{-21} \text{ Вт/Гц}$ . Определить яркостную температуру межзвездного водорода в этой области, считая, что эффективная площадь зеркала равна его геометрической площади.

6. Подсчитать, какова должна быть минимальная энергия электронов, способных возбудить первый и второй метастабильные уровни кислородных ионов OIII и OII (см. рис. 154); какая для этого необходима кинетическая температура  $T_k$  [см. формулу (2.12)]?

7. Вывести формулу для геометрической длины луча зрения внутри туманности, состоящей из оболочки, толщина которой  $d$  и внешний радиус  $r$ . Приняв, что плотность атомов внутри оболочки на порядок ниже, чем в самой оболочке, сравнить оптическую толщину туманности вдоль луча, проходящего вблизи ядра и вдоль луча, проходящего на  $0,1r$  от внешней границы, при разных значениях  $d/r$ .

8. Найти средний радиус ядра планетарной туманности, полагая для него спектральный класс O6 и  $M_v = 2,5^m$ .

9. Как изменятся числа таблицы 17, если принять для звезды O9  $M_v = -6,2^m$  (значение, недавно полученное для сверхгигантов этого класса) и для BO Ia  $M_v = -8,1^m$ , а для концентрации водорода  $n_H = 100 \text{ см}^{-3}$ ? Произвести тот же расчет для Денеба ( $\alpha$  Cygni) A2 Ia,  $M_v = -7^m$ ,  $B - V = +0,09^m$ ,  $m_v = 1,3^m$ . Какой угловой диаметр будет иметь область III вокруг этой звезды?

10. На длине волны  $\lambda = 8 \text{ мкм}$  была измерена плотность потока радиоизлучения от центральной части туманности Ориона (размером  $4' \times 4'$ )  $5 \cdot 10^{-24} \text{ Вт/(м}^2 \times \text{Гц)}$ . Какова мера эмиссии туманности?

11. По результатам предыдущей задачи найти электронную концентрацию для центральной части туманности Ориона, считая, что вдоль луча зрения она простирается настолько же, насколько в картинной плоскости. Расстояние до туманности принять равным 400 пк.

12. Используя численные данные, приведенные в расчетах на с. 369, подсчитать падающее на Землю излучение Крабовидной туманности в ваттах на герц на  $1 \text{ м}^2$  в области  $\lambda = 5500 \text{ Å}$ , а также в  $\lambda = 4250 \text{ Å}$ , исходя из закона  $F_v \approx v^{-\alpha}$ , где  $\alpha = 1,15$ .

13. Пользуясь таблицей 18 и формулами (29.8) и (29.9), найти температуру помещенного в межзвездном пространстве тела, обладающего свойством очень селективного поглощения при  $\lambda = 1000 \text{ Å}$  (при всех других длинах волн оно равно нулю). Положить  $T_* = T_c$ .

14. Наблюдения первичных космических лучей показали, что электроны с энергией, большей  $0,5 \cdot 10^9$  эВ имеют концентрацию  $1,3 \cdot 10^{-12} \text{ см}^{-3}$ , а из нетеплового излучения Галактики определяется показатель  $\gamma = 2,2$  в формуле (28.17). Определить коэффициент  $K$  в этой формуле, а затем найти значение составляющей магнитного поля  $H_{\perp}$  с помощью формулы (28.18), пересчитанной на  $1 \text{ см}^3$ :

$$J(\nu) = 1,17 \cdot 10^{-22} (1,61 \cdot 10^{13})^{\frac{\gamma-1}{2}} K \nu^{-\frac{\gamma-1}{2}} H_{\perp}^{\frac{\gamma+1}{2}} \frac{\text{эрг}}{\text{с} \cdot \text{Гц} \cdot \text{см}^3},$$

если эмпирически найдено в частоте 85 Мц (Миллс):

$$J(85) = 1,4 \cdot 10^{-39} \frac{\text{эрг}}{\text{с} \cdot \text{Гц} \cdot \text{см}^3}.$$

15. Каков будет радиус кривизны траектории, описываемой в галактическом магнитном поле ( $5 \cdot 10^{-6}$  Э) частицей космических лучей с энергией  $10^9$ ,  $10^{12}$  и  $10^{15}$  эВ? (Приравнять лоренцеву силу  $\frac{ev}{c} H_{\perp}$  центробежной силе инерции

$\frac{mv^2}{\rho}$ , учесть релятивистские эффекты.)

16. Расстояние между пластинами эталона Фабри — Перо равно 0,5 мм, фокусное расстояние конечного объектива 50 мм, а светосила 1 : 1,5. Эталон установлен на рефлекторе с зеркалом 125 см. Найти: 1) радиусы первого и второго кольца изображения туманности в лучах  $H_{\alpha}$ ; 2) дисперсию в них; 3) расположение колец в лучах  $\lambda$  6584 по отношению к кольцам  $H_{\alpha}$ ; 4) изменение радиусов этих колец при скоростях движения газа в туманности 10, 50, 100, 300 км/с; 5) какой скорости по лучу зрения соответствует перемещение всей системы колец на одно?

17. Формулу для частоты  $\nu_n$  перехода с уровня  $n'$  на уровень  $n$  записывают так:

$$\nu_{nn'} = Z^2 R c \left[ \frac{1}{n^2} - \frac{1}{n'^2} \right],$$

где  $Z$  — эффективный заряд ядра,  $R$  — постоянная Ридберга. Объяснить, почему так близки частоты для перехода 110—109 [109α] при рекомбинационных переходах у таких совсем разных атомов, как Н, He, С, а именно 5008,923; 5010,964; 5011,416 МГц соответственно. В то же время переход 523α у атомов Н, He, OVI характеризуется частотами 45,837; 45,856 и 1650,99. Объясните и это.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ К ГЛАВЕ VI

1. Курс астрофизики и звездной астрономии: Т. II / Под ред. А. А. Михайлова. — М.: Физматгиз, 1962. — Гл. XII и XIII.
2. Каплан С. А., Пикельнер С. Б. Физика межзвездной среды / Под ред. Н. Г. Бочкарева. — М.: Наука, 1979.
3. Спитцер Л. Физические процессы в межзвездной среде. — М.: Мир, 1981.
4. Звезды и звездные системы / Под ред. Д. Я. Мартынова. — М.: Наука, 1981. — Гл. VI; Костякова Е. Б. Физика планетарных туманностей. — М.: Наука, 1982. — Гл. VII; Бочкарев Н. Г. Межзвездная среда и звездообразование.
5. Хюлст Г. Ван де. Рассеяние света малыми частицами. — М.: ИЛ, 1961.

6. Гринберг М. Межзвездная пыль.— М.: Мир, 1970.
7. Стрёмерен Б. Физическое состояние межзвездного водорода // Астрофизический сборник.— М.: ИЛ, 1949.
8. Вопросы космогонии: Т. VI.— М.: Изд-во АН СССР, 1958; статьи А. Я. Киппера и В. М. Тийта, В. В. Соболева, Г. А. Гурзаяна, Т. А. Агеяна, С. А. Каплана.
9. Kerr F. J. The large-scale distribution of Hydrogen in the Galaxy / Annual Review of Astronomy and Astrophysics.—1969.—V. 7.
10. Aller L. H. The planetary nebulae // Sky and Telescope.—1969.—V. 37, No. 5, 6; V. 38, No. 1—6; 1970.—V. 39, No. 1, 3—6; V. 40, No. 1.
11. Аллер Л., Лиллер У. Планетарные туманности.— М.: Мир, 1971.
12. Хромов Г. С. Планетарные туманности.— М.: Знание, 1975.
13. Бочкарев Н. Г. Магнитные поля в космосе.— М.: Наука, 1985.
14. Гинзбург В. Л., Сыроватский С. И. Происхождение космических лучей.— М.: Наука, 1963.
15. Гинзбург В. Л. Астрофизика космических лучей.— М.: Знание, 1969.
16. Turner B. E. Interstellar molecules.—A review of recent developments // J. Canada R. A. S.—1974.—V. 68, No. 2.—P. 55—88.
17. На переднем крае астрофизики: Пер. с англ. / Под ред. Ю. Эвретта.— М.: Мир, 1979.
18. Стрельницкий В. С. Межзвездные мазеры и «антимазеры» — тепловые машины космоса // Земля и Вселенная.—1975.—№ 4.
19. Кардашев Н. С., Новиков И. Д., Штерн Б. Е. Центр Галактики // Земля и Вселенная.—1984.—№ 5.
20. Bok B. J., Bok P. The Milky Way.—5th Ed.— Cambridge, Mass.: Harvard Univ. Press 1981.
21. Манчестер Р., Тейлор Дж. Пульсары.— М.: Мир, 1980.

## ГАЛАКТИКИ И МЕТАГАЛАКТИКА

Туманности, расположенные на небе вдали от звездного пояса Млечного Пути (ср. § 26), давно известны под названием *внегалактических туманностей*. Этим названием подчеркивалось их видимое расположение на небе, но не раскрывалась их природа, которая прояснилась вполне лишь в 1925 г., когда прежние догадки об их звездном составе перешли в уверенность: в 1924—26 гг. на ряде фотографий, полученных Хабблом с 2,5-метровым рефлектором, три внегалактические туманности [туманность Андромеды — М 31 (рис. 170), туманность в Треугольнике — М 33 и NGC 6822] оказались разложенными на звезды в своих периферических частях. Исключительно малый блеск этих звезд говорил об огромных расстояниях до них, откуда следовало, что истинные размеры внегалактических туманностей огромны, т. е. что туманности эти представляют собой большие самостоятельные звездные системы, иными словами, образование того же порядка, что и наша система Млечного Пути, или Галактика. Оттого внегалактические туманности, как космические объекты, получили название *галактик*.

Расстояния, отделяющие галактики друг от друга, во много раз больше их размеров. Отсюда родилась идея «островной вселенной», в которой звездные системы расположены изолированными островами в безграничном пространстве. Вся совокупность наблюдаемых галактик вместе с пространством, их содержащим, получила название *Метагалактики* (греческое *μετά* — после, за, между).

Установление истинной природы внегалактических туманностей необычайно расширило границы нашего познания Вселенной. Метагалактика, как часть Вселенной, лежащая в этих границах и доступная нашему непосредственному изучению, в свою очередь становится все более и более обширной по мере совершенствования средств исследования. В настоящее время то, что о ней известно, позволяет ставить в конкретной форме такие вопросы, которые до сих пор осмеливалась ставить одна лишь философия, да и то лишь в самой абстрактной форме, применительно к понятиям пространства и времени.

Внегалактическая астрономия представляет собой совокупность идей, методов и результатов, ранее развивавшихся главным образом в *звездной астрономии*. Но сейчас эта область встречается с физическими процессами самых крупных масштабов и имеет шансы столкнуться с новыми формами существования материи.





Рис. 170. Туманность Андромеды М 31. Считается прообразом Галактики

## § 30. ФИЗИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ГАЛАКТИК

### КЛАССИФИКАЦИЯ ГАЛАКТИК. ОБЩИЕ ФИЗИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ГАЛАКТИК

По своему внешнему облику галактики в основном разделяются на три морфологических типа (классификация Хаббла):

1. Эллиптические.
2. Спиральные.
3. Неправильные.

Эллиптические галактики (рис. 171) в свою очередь различаются по степени сжатия. Если через  $a$  и  $b$  обозначить наибольший и наименьший диаметры изображения галактики, то степень сжатия выражается числом

$$n = 10 \frac{a-b}{a}, \quad (30.1)$$

которое ставят рядом с буквой E: например, E2 есть класс туманности M 32 = NGC 221 — спутника туманности Андромеды (рис. 172). Шаровой туманности соответствует индекс 0. Сжатия  $n > 7$  не встречаются.

Спиральные галактики различаются по степени закрученности спиралей: последовательность Sa — Sb — Sc соответствует убывающей плотности закручивания спиральных рукавов. Туманность Андромеды имеет класс Sb—Sc. Кроме нормальных спиральных туманностей существуют «пересеченные спирали» (рис. 172) SBa, SBb, SBc, у которых через ядро проходит более или менее плотная перемычка, из которой исходят ветви спирали. Звездная астрономия располагает многими аргументами в пользу того, что Галактика является спиральной галактикой класса Sb, весьма сходной с туманностью Андромеды. Каждая спиральная галактика имеет ядро, более или менее уплощенный диск, в котором располагаются ветви спиралей, и сферическую составляющую, ослабевающую к периферии. Рассматриваемая сбоку, т. е. под малым углом к плоскости диска, такая спиральная галактика не покажет спиральных ветвей, но наличие отчетливых придатков у центральной сферической части галактики, как, например, на рис. 142, или просто длинная в форме балки фигура галактики с небольшим утолщением в середине, как на рис. 173, позволяет с уверенностью отнести такую галактику к категории спиральных. Наличие темных поглощающих масс в основной плоскости галактики почти обязательно.

Как переходный между типами E7 и Sa был введен еще тип S0, включающий в себя и E7. Галактики S0 имеют аморфную компоненту, как у типа E, и плоскую, но без спиральных ветвей. Их называют еще линзообразными. И в этом типе встречается большое разнообразие форм, и можно допустить, что он содержит в себе не промежуточные галактики, а самостоятельную параллельную линию S0a, S0b, S0c.

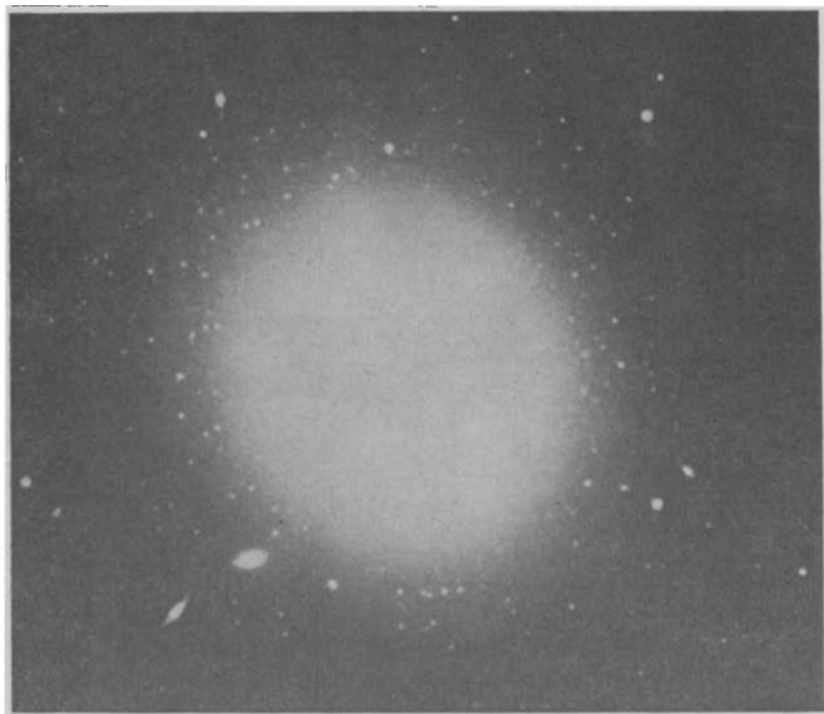


рис. 171. Эллиптическая галактика М 87=Virgo А. Фотография получена на обсерватории Серро Тололо (заимствована из журнала Sky and Telescope). На оригинале видны звезды  $24^m$  (е). Множество малых слегка размытых деталей, сгущающихся к основному массиву галактики (передержанному на снимке), — изображения шаровых скоплений, самое яркое из которых имеет блеск  $20^m$

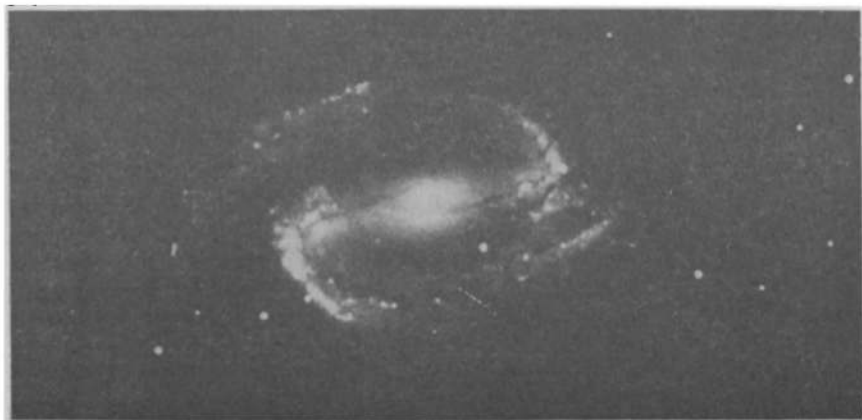


Рис. 172. Спиральная с перемычкой галактика NGC 1300 в созвездии Эридана

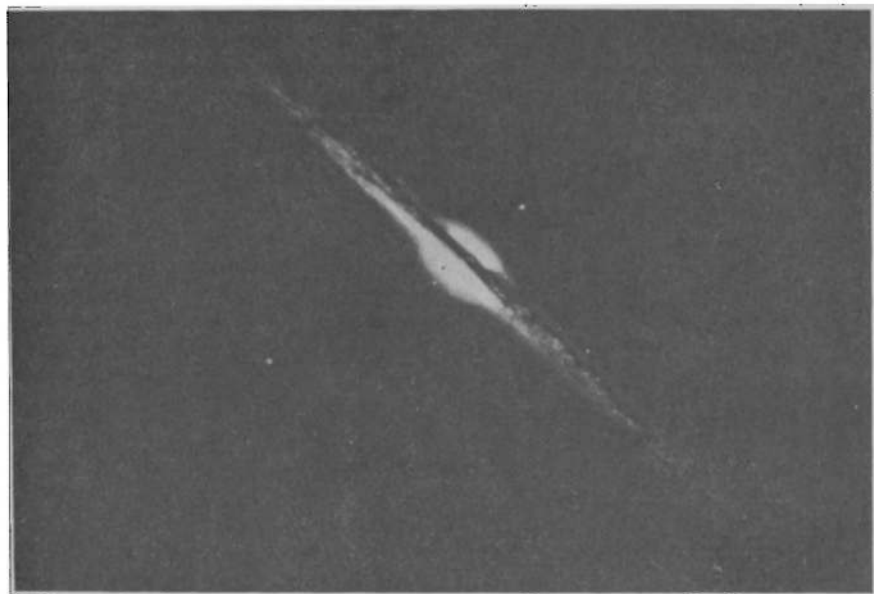


Рис. 173. Спиральная галактика NGC 4565 в созвездии Волос Вероники. Она причислена к спиральным из-за резко выраженной полосы поглощающего свет вещества, хотя спиральная структура при рассматривании галактики «с ребра», конечно, не видна

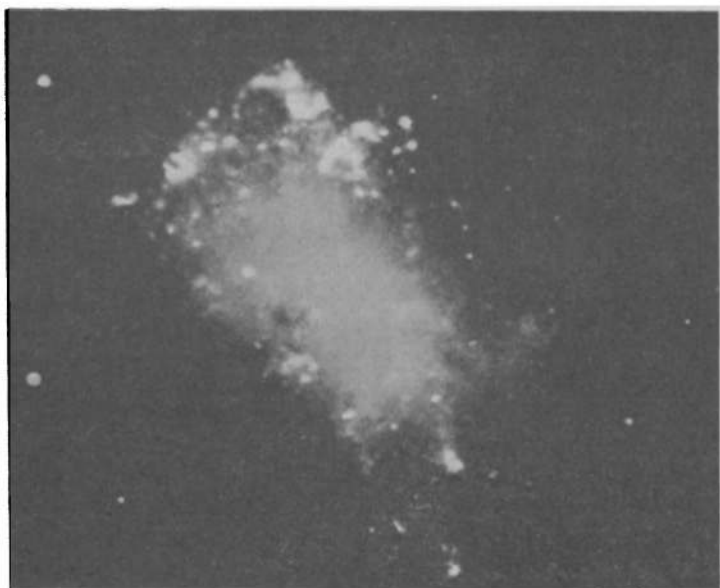


Рис. 174. Неправильная галактика NGC 4449. Она богата голубыми гигантами и облаками ионизованного водорода

Неправильные туманности — I или Ig — не имеют определенной формы (рис. 174). Как правило, в них отсутствуют ядра и какая-либо симметрия. Некоторые из них (группа Ig) состоят из неразложимых на звезды светлых и темных (пылевых) масс.

Кроме описанных трех типов существуют галактики многочисленные, преимущественно слабые, не укладывающиеся в эту классификацию благодаря особенностям формы или структуры \*). Так, например, довольно часто встречаются галактики, в которых вместо ветвей спирали наблюдаются кольца. Особенно причудливы формы так называемых взаимодействующих галактик, когда пространственно близкие галактики соединены между собой светящимися перемычками (см. рис. 178) или их структуры заметно деформированы из-за взаимной близости, или окружены общей звездной оболочкой. Известны среди близких к нам галактик и такие, которые состоят из сравнительно небольшого числа довольно редко расположенных звезд, так что разложение таких галактик на составляющие их звезды не составляет никакого труда. Естественно, что при малой скученности они имеют очень малую поверхностную яркость (таковы системы, наблюдаемые в созвездиях Печи и Скульптора). Наконец, возможны и формы, переходные между эллиптическими и спиральными (S0).

Расстояния до близких галактик лучше всего определяются фотометрическим методом с применением формулы (КПА 198)

$$M = m + 5 - 5 \lg r,$$

где  $m$  — видимая, а  $M$  — абсолютная звездная величина наблюдаемого в галактике объекта. Обычно метагалактические расстояния выражают в мегапарсеках ( $1 \text{ Мпк} = 10^6 \text{ пк}$ ). В качестве  $M$  берется значение, среднее для соответствующих объектов Галактики. Это должны быть объекты высокой светимости, иначе они не будут заметны с очень больших расстояний — цефеиды, новые звезды, звезды-сверхгиганты, шаровые звездные скопления, самые яркие газовые туманности и т. п. Для ближайших галактик такой метод вполне пригоден и дает возможность вывести абсолютную интегральную звездную величину  $M_0$  в с е й галактики по ее видимой звездной величине  $m_0$  применением той же формулы (30.2) после того, как  $r$  определено. При этом оказалось, что  $M_0$  различно для разных типов галактик и для каждого типа можно вывести среднее значение  $\bar{M}_0$ . Для каждой отдаленной галактики, не разрешаемой на звезды, если ее морфологический тип установлен, можно сравнить ее видимую интегральную звездную величину  $m_0$  с абсолютной  $M_0$  и таким образом определить ее расстояние.

---

\*) Употребительны и более полные и детальные классификации (Моргана, Вокулёра), излагаемые в специальных руководствах.

Угловые размеры  $d$  галактики легко переводятся в линейные  $D$  с помощью формулы (КПА 22)

$$D = \frac{rd'}{3438} \text{ пк} \quad (30.3)$$

$$D = \frac{rd''}{206\,265} \text{ пк} \quad (30.4)$$

в зависимости от того, в минутах или секундах дуги выражен поперечник туманности  $d$ .

Каждому морфологическому типу галактик соответствует свое среднее значение  $\bar{D}$ . Это в свою очередь дает средства определения расстояний до галактики. Еще один способ будет описан ниже (с. 425).

Все способы определения расстояний в Метагалактике в конечном счете имеют в своей основе формулу (30.2), справедливую только для абсолютно прозрачного пространства. Учет поглощения света при его распространении в пределах нашей Галактики не составляет особого труда. Что касается метагалактического пространства, то о его заполненности поглощающим и рассеивающим веществом мы имеем лишь самые предварительные сведения, в большинстве случаев спорные. Во всяком случае метагалактическое поглощение в фотографических лучах в среднем не превышает  $0,01^m$  на 1 Мпк. Выше указывалось, что значения  $M$  для разного типа объектов, наблюдаемых в Галактике, берутся по соответствующим объектам Галактики. В этом содержится элемент произвола. Наконец, если есть ошибка в установленном для данного рода объектов Галактики значении  $M$ , то она полностью войдет во все расстояния метагалактических объектов.

В зависимости от исходных значений  $M$  устанавливается та или иная *шкала расстояний* в Метагалактике. В настоящее время существует несколько таких шкал. В таблице 20, где дана сводка физических характеристик ближайших галактик, употребляется шкала расстояний, чаще всего применяемая в последнее время. Приводимые в ней численные значения часто подвергаются пересмотру в связи с новыми наблюдениями и могут варьироваться в пределах 20—30 %, если говорить только о расстояниях (см. задачу 5), а иногда и больше.

Из рассмотрения этой таблицы видно, что галактики различных типов действительно имеют различные размеры, абсолютную интегральную звездную величину и разные показатели цвета.

Наибольшие светимости встречаются как среди спиральных ( $M_V = -21,0^m$ ), так и среди эллиптических галактик ( $-21,5^m$ ), но в среднем спиральные ярче ( $\bar{M}_{pg} = -16,3^m$ ), чем эллиптические ( $-13,7^m$ ). Среди первых — гигантские галактики вроде туманности Андромеды и Млечного Пути, среди которых самая большая далекая М 87 (Е0) в Деве, а с другого конца многочисленные эллиптические карликовые галактики с  $M_{0pg}$  ниже  $-12^m$ . Таким образом, дисперсия абсолютных величин среди галактик огромна. Размеры галактик также весьма разнообразны, а самые малые из них и по размерам и светимостям смыкаются с крупнейшими шаровыми звездными скоплениями.

Таблица 20  
Некоторые физические характеристики галактик (преимущественно близких)

Название галактики	Тип	Диаметр		Расстояние, кпк	V	B-V	M <sub>V</sub>	Лучевая скорость v <sub>r</sub> , км/с	$\lg \frac{M}{M_{\odot}}$	$\frac{M}{M_{\odot}}$
		d'	D, кпк							
Млечный Путь — Галактика	Sb		25	(10)		0,8 <sup>m</sup>	-20,5 <sup>m</sup>		11,2	8
Большое Магелланово Облако	Ir III	470	7	52	0,1	0,45	-18,7	+276	10,1	5
Малое Магелланово Облако	Ir IV	216	4	69	2,4	0,4	-16,9	+168	9,2	3
Туманность Андромеды M 31 = NGC 224	Sb	163	38	670	3,5	0,98	-21,0	-270	11,5	10
Спутник ее M 32 = NGC 221	E 2	5	1,2	660	8,2	0,9	-16,3	-210	9,6	15
Спутник ее NGC 205	E 5p	12	2,8	640	8,2	0,8	-16,3	-240	9,9	30
Туманность в Треугольнике M 33 = NGC 598	Sc	62	15	730	5,8	0,55	-18,7	-190	10,1	5
Система в Скульпторе dE	dE	45	1,3	110	7	0,8	-13		8,5	24
Система в Печи dE	dE	50	3	200	7	0,8	-15	+40	(9)	
NGC 6822	Ir IV	20	5	910	9,1	0,5	-16,3	-40	8,6	2
NGC 147	dE 4	9	3	660	9,6	0,9	-15,8		9	6
NGC 185	dE 0	6	2	660	9,5	0,9	-15,9	-340	9	6
IC 1613	Ir V	12	3	910	9,7	0,5	-15,2	-240	7,9	1
Система Вольфа — Лундмарка E 5	E 5	10	4	1300?	10,8	0,5	-14,8			
NGC 6946	Sc	22	10	1600	9	0,8	-17	+40		
NGC 2403	Sc	8	4	1900	8,4	0,6	-18	+190	9,7	4
M 81 = NGC 3031 в Б. Медведице	Sc	25	18	3800	6,9	1,02	-20,9	+80	11,1	4
M 82 = NGC 3034 в Б. Медведице	Ir II	10	11	3800	8,2	0,91	-19,6	+400	10,4	14
M 87 = NGC 4486 = Virgo A	E 1	4	14	12000	8,9	0,97	-21,5	+1220	12,4	85

Спектры галактик также разнообразны. Они определяются прежде всего спектрами звезд, преобладающих в галактике, хотя в некоторых случаях (Ir и S) наблюдаются и мощные эмиссии ( $H_{\alpha}$ ,  $\lambda 3727$ ), связанные, очевидно, с яркими газовыми туманностями, присутствующими в галактике. В среднем наблюдаются такие спектры:

E	S0 + SB0	Sa + SBa	Sb + SBb	Sc + SBc
G3,7	G2,2	G1,4	F9,6	F6,1

В то же время показатели цвета вдоль этой последовательности меняются слабо и составляют приблизительно  $+0,8^m$  и только у Sc они значительно меньше ( $+0,47^m$ ). Таков же примерно показатель цвета и у неправильных галактик, в составе которых наблюдается много звезд ранних спектральных классов.

Описанные различия имеют глубокий смысл. Богатое содержание ранних звезд характерно не только для неправильных галактик, но и для периферических частей спиральных. В основном спиральные ветви обозначены белыми и голубыми звездами, в то время как центральные части спиральных галактик, подобно эллиптическим туманностям, представлены главным образом гигантами поздних спектральных классов, типичных для II типа звездного населения или сферической составляющей (см., например, рис. 170 в КПА, 3-е изд.). У спиралей Sa и Sb центральная часть хорошо развита и излучает значительную долю всего излучения галактики; поэтому их показатель цвета велик, а у галактик Sc ядро очень мало и мало влияет на общее излучение ее, исходящее из ветвей спиралей.

Измеряемые угловые размеры галактик, конечно, меньше истинных. Звездная плотность галактики падает от центра к периферии и соответственно падает поверхностная яркость изображения галактики — падает постепенно, и мы перестаем видеть галактику за пределами некоторой изофоты, характерной для данного способа наблюдения. На фотографиях галактики выглядят значительно большими, чем визуально. Фотоэлектрический метод позволяет достигнуть еще более слабой изофоты. Так, например, электрофотометр показывает избыточное сравнительно с фоном ночного звездного неба излучение далеко за пределами видимого изображения туманности Андромеды, где лишь путем статистического анализа числа очень слабых горячих звезд удается проследить самые периферические ветви туманности. Вообще в фотографических лучах яркость внутренних областей галактик составляет в среднем  $17\text{--}20^m$  на  $\square''$ . У плотных, богатых звездами галактик, например, у туманности Андромеды, яркость, естественно, велика (у M 31  $17,15^m$  на  $\square''$ ), а у разреженных низка — ниже  $22^m$  на  $\square''$ , и оказывается меньше яркости ночного неба, чем и ставится предел возможности открытия подобных объектов. Впрочем, суммирование нескольких негативов данной галактики позволяет обнаруживать области их с яркостью  $26^m$  с квадратной секунды, а в последнее время этого достигают и без суммирования.



## ВРАЩЕНИЕ ГАЛАКТИК. ИХ МАССЫ

Лучевые скорости галактик отличаются большой дисперсией (см. таблицу 20). При расположении щели спектрографа вдоль наибольшей протяженности неправильной или спиральной туманности спектральные линии получаются заметно наклоненными к оси спектра. Наклон этот указывает, что одна сторона туманности приближается к нам, а другая удаляется, т. е. мы наблюдаем вращение туманности. За исключением самых центральных частей, скорость вращений растет с удалением от центра галактики приблизительно линейно и может достигнуть значений в несколько сотен километров в секунду — сходно с тем, что наблюдается в нашей Галактике. Так, например, у галактики NGC 4594 (см. рис. 142) скорость  $y$ , наблюдаемая на расстоянии  $x'$  от центра, определяется формулой

$$y = 1180 \text{ км/с} \pm 2,78x,$$

что дает на расстоянии  $|x| = 120''$  вращательную скорость  $\pm 330 \text{ км/с}$ . Но линейная зависимость  $y$  от  $x$ , указывающая на жесткое вращение (как у твердого тела), справедлива только для ядра галактик; на больших расстояниях от центра скорость может упасть до нуля, с тем чтобы снова возрастать с расстоянием на периферии до еще больших значений. Так, например, у M 31 наибольшая скорость вращения у ядра достигает  $100 \text{ км/с}$ , затем на расстоянии  $8'$  от ядра она уменьшается до нуля, после чего начинает расти и доходит до  $375 \text{ км/с}$  на расстоянии  $100'$  от центра. Наблюдения ранее не давали убедительных свидетельств о направлении вращения у спиральных галактик — происходит ли оно так, что спиральные ветви закручиваются (как, например, закручивается пружина будильника при заводе). Трудность состоит в том, что хотя мы и знаем, какая половина туманности приближается к нам, а какая удаляется, мы не знаем, какая часть диска туманности ближе к нам — «верхняя» (на фотографии) или «нижняя» по отношению к наибольшему диаметру изображения \*). Распределение поглощающего свет вещества на диске туманности приводило в этом смысле к противоречивым выводам. Сейчас эти противоречия сняты — спирали закручиваются.

Зато вращение галактик можно использовать для приближенной оценки массы ее. Будем считать, что наблюдаемая на расстоянии  $x'$  от центра вращательная скорость  $v_R$  есть скорость среднего орбитального движения звезд вокруг ядра галактики. Гравитационное ускорение к ядру с массой  $M$  равно  $MG/a^2$ , где  $a = x'r/3438$  есть линейное расстояние от центра. Центробежное ускорение на расстоянии  $a$  равно  $v_R^2/a$ . С нашим допущением должно быть

$$G \frac{M}{a^2} = \frac{v_R^2}{a}, \quad (30.5)$$

\*) Вспомним, что с подобным же затруднением мы сталкивались при попытке установить, какой узел в орбите двойной звезды восходящий, а какой — нисходящий.

откуда

$$\mathfrak{M} = \frac{avR^2}{G} \quad (30.6)$$

и масса ядра туманности Андромеды получается отсюда равной  $1,5 \cdot 10^{43}$  г, т. е. почти  $10^{10}$  масс Солнца.

Но ядро спиральной галактики содержит лишь очень незначительную часть всей ее массы. Изучение распределения скоростей в галактике и поверхностной яркости ее приводит к выводу, что масса ядра составляет лишь немного процентов общей массы галактики, которая таким образом достигает величины порядка  $10^{44}$ — $10^{45}$  г или  $10^{11}$   $\mathfrak{M}_{\odot}$  у гигантских галактик и на 1—2—3 порядка ниже у остальных (см. таблицу 20). Эти оценки подтверждаются измерениями относительных скоростей отдельных членов в группах галактик (двойных, тройных и кратных) и в их скоплениях (см. дальше), причем несколько неожиданно оказалось, что масса эллиптических галактик в среднем много больше, чем массы галактик спиральных и неправильных. Отношение массы к светимости  $\mathfrak{M}/L$  у первых доходит до 50, а у вторых — порядка 10 в отдельных случаях еще меньше, если  $\mathfrak{M}$  и  $L$  галактик выражать в солнечных единицах.

Конечно, все эти массы, полученные из динамических соображений, охватывают не только звездную составляющую галактик, но и газопылевую, наличие которой совершенно очевидно у спиральных и неправильных галактик. У эллиптических галактик газ и пыль встречаются редко. В туманности Андромеды известно не меньше пяти туманностей, подобных туманности Ориона, а в Большом Магеллановом Облаке газовая туманность Тарантул по сравнению с туманностью Ориона может быть названа гигантской. Ее абсолютная звездная величина  $M = -14^m$ . Легче всего в галактиках наблюдается эмиссия [OII]  $\lambda$  3727, не требующая высокого возбуждения; в частности, у многих эллиптических галактик известна только она. Водородные поля наблюдаются реже, они располагаются вдоль ветвей спиралей, так что спиральная структура в лучах  $H_{\alpha}$  часто выглядит подчеркнутой. У небольшого числа галактик Sa и Sb (*галактики Сейферта*) наблюдаются эмиссии в ядрах, относительно очень ярких и малых. Эти эмиссии напоминают спектр планетарных туманностей, что свидетельствует о высоком возбуждении. Ширина эмиссионных линий в спектрах этих ядер (в противоположность планетарным туманностям) огромна и соответствует скоростям движения газовых масс свыше 4000 км/с в ту и другую сторону.

## КРАСНОЕ СМЕЩЕНИЕ В СПЕКТРАХ ГАЛАКТИК

Мы уже указывали на большое рассеяние лучевых скоростей внегалактических туманностей, входящих в список таблицы 20, т. е. близких к нам объектов. Дисперсия эта несколько уменьшится, если учесть, что по отношению ко многим из них солнечная система имеет большую

лучевую составляющую из-за вращения Галактики, скорость которого в окрестностях Солнца достигает 220—250 км/с. В частности, эта скорость вращения направлена приблизительно к туманности Андромеды с ее спутниками, к туманности в Треугольнике, к NGC 147, 185,

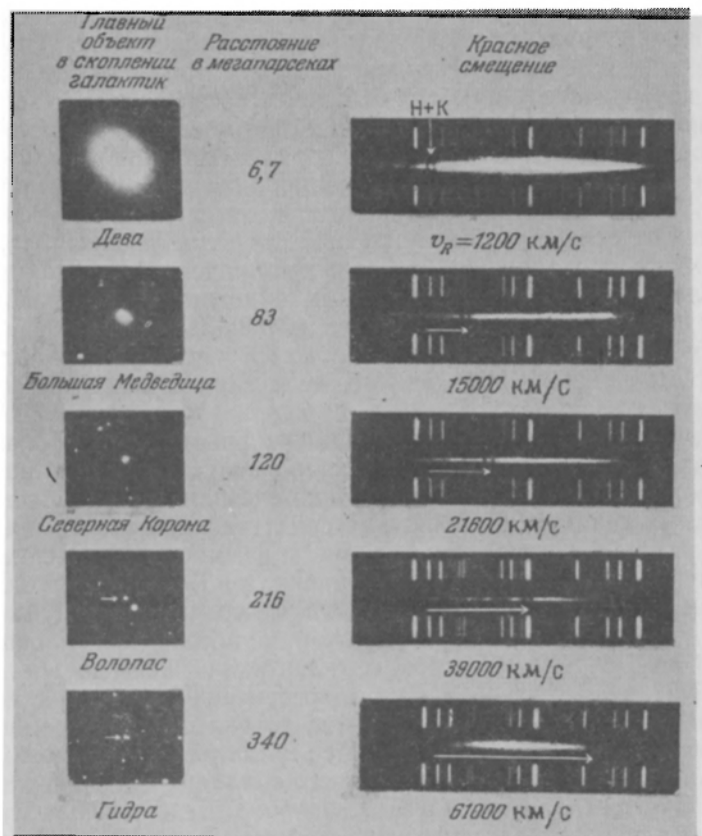


Рис. 175. Наглядная иллюстрация закона Хаббла: слева показаны фотографии туманностей, все более удаленных, а справа их спектры, где стрелка указывает на величину смещения линий К и Н в красную (правую) сторону спектра

IC 1613, NGC 6946, так что отрицательные лучевые скорости этих объектов будут сняты целиком или в весьма значительной степени, если их отнести к центру Галактики. В нашем списке останутся тогда только положительные скорости и небольшое число малых отрицательных.

Отличительной чертой наблюдаемых лучевых скоростей внегалактических туманностей является то, что они в целом положительны и нарастают по мере роста удаленности галактик от нас (рис. 175).

Это замечательное явление *разбегания галактик* от системы Млечного Пути носит еще название *красного смещения*, так как положительные скорости вытекают из смещения спектральных линий в длинноволновую, т. е. красную сторону спектра. До настоящего времени прямыми измерениями у галактик обнаружено красное смещение до 100 000 км/с. Так как наша звездная система не может иметь никакого преимущественного положения во Вселенной, наблюдаемое разбегание галактик есть на самом деле выражение *в з а и м н о г о у д а л е н и я* всех галактик друг от друга.

### ЗАКОН ХАББЛА. ПОСТОЯННАЯ ХАББЛА

Исключительно интересная особенность красного смещения у галактик состоит в том, что *оно пропорционально расстоянию* галактик от нас (закон Хаббла). При наличии больших дисперсий в лучевых скоростях галактик это явление можно было установить с уверенностью, наблюдая лишь все более и более удаленные галактики (В. М. Слайфер), что каждый раз представляло новые трудности, так как более отдаленные объекты являлись все более слабыми и малодоступными для спектрографирования. Вместе с тем все более затруднительными становились правильные оценки расстояний. Их делали с помощью интегрального блеска или диаметра туманностей (см. выше) и других методов. До последнего времени линейность зависимости между красным смещением

$$z = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \quad (30.7)$$

и расстоянием  $r$  галактики статистически подтверждалась при всяких новых изменениях, так что формула

$$cz = Hr \quad (30.8)$$

( $c$  — скорость света) при правильном значении коэффициента пропорциональности  $H$  может служить средством определения расстояния  $r$  по измеренному в спектре галактики смещению или вычисленной отсюда скорости удаления галактики  $v_R = cz$ .

Коэффициент  $H$  в выражении (30.8) называется *постоянной Хаббла*. Ее первоначальное значение, найденное Хабблом, было 540 км/с на 1 Мпк расстояния. Новая шкала расстояний (см. выше), установленная в 1952 г. (Бааде), привела к величине  $H=270$  км/(с·Мпк). Но и эта шкала оказалась узкой. Последующие определения указывают на значение

$$H = 95^{+15}_{-12} \text{ км/(с·Мпк)}, \quad (30.9)$$

а некоторые исследователи определяют  $H=55$  км/(с·Мпк). К сожалению, значение этой фундаментальной космологической постоянной продолжает оставаться неуверенным.

В какой мере соблюдается закон Хаббла, можно судить по рис. 176, где сопоставлены наблюдаемые значения  $z$  у ярких членов наблюдаемых скоплений галактик с их интегральными звездными величинами. Если объединить формулы (30.2), (30.8), то придем к зависимости

$$m = [M_0 - 5 - 5 \lg H] + 5 \lg cz. \quad (30.10)$$

Можно полагать, что абсолютная звездная величина  $M_0$  самых ярких членов скоплений галактик у разных скоплений одинакова. Поэтому в (30.10) выражение, стоящее в квадратных скобках, постоянно и связь между  $m$  и логарифмом скорости удаления галактики  $\lg cz$  должна быть линейной с угловым коэффициентом, точно равным пяти. Фактически величины галактик ослаблены не только за счет расстояния, как это принято в (30.2), но и за счет удале-

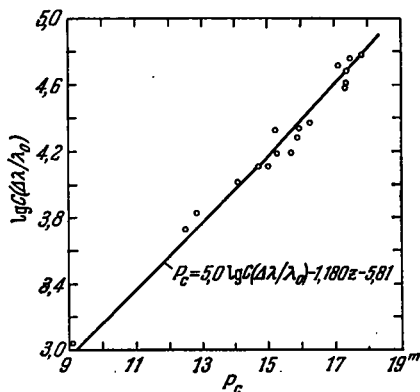


Рис. 176. Связь между видимой фотографической звездной величиной —  $P_c$  — ярчайших членов некоторых удаленных скоплений галактик и логарифмом скорости их удаления от нас (см. текст на с. 426 и 461). Величины  $P_c$  исправлены за перераспределение энергии в спектре, вызванное красным смещением, т. е. спектральный состав излучения далеких галактик приведен к тому, что наблюдается у близких галактик

ния галактик: при больших скоростях удаления заметно уменьшается энергия достигающих Земли световых квантов и их число в единицу времени. Кроме того, благодаря сильному красному смещению уменьшается энергия галактики, содержащаяся в фотографически активном участке спектра. Поэтому в наблюдаемые интегральные звездные величины  $m$  (они обозначены на диаграмме через  $P_c$ ) у далеких галактик вторгаются искажения, пропорциональные величине  $z$ , которые предварительно учтены в диаграмме на рис. 176. Мы видим, что отступления от закона Хаббла становятся заметными лишь у очень слабых, т. е. весьма удаленных галактик.

## СТРУКТУРА МЕТАГАЛАКТИКИ. СКОПЛЕНИЕ ГАЛАКТИК. ГРУППЫ ГАЛАКТИК

Закон Хаббла имеет огромное значение в построении физической теории Метагалактики. Мы вернемся к нему в § 32. Сейчас для нас важно обратить внимание на то, сколь огромных расстояний достигла современная астрономия в исследовании глубин Вселенной: с принятым нами значением  $H$  (30.9) наблюдавшейся скорости  $v_r = 110\,000$  км/с соответствует расстояние свыше 1000 Мпк или около  $3\frac{1}{2}$  миллиардов световых лет ( $0,3 \cdot 10^{10}$  лет).

В этом огромном пространстве объемом свыше  $10^9$  Мпк<sup>3</sup> содержится около  $10^{10}$  галактик, из которых лишь ничтожная доля нами изучается. Чаще всего это — спиральные галактики, так как они абсолютно наи-

более яркие. Наиболее многочисленны на самом деле эллиптические галактики и карликовые галактики (типа Скульптора), которые наблюдаются нами лишь на очень близких расстояниях.

Приведенное выше число  $10^{10}$  для числа галактик в Метагалактике в значительной степени основано на теоретических расчетах. Тем более интересно проверить ее реальными подсчетами числа галактик на небе, конечно, самых слабых, какие только доступны современным мощным телескопам. Для этого обычно выбирают площадку размером в 1 кв. градус или меньше на небе вблизи полюса Галактики, а затем, зная, что на сфере содержится 41 253 кв. градуса, переходят к полному числу галактик до определенной звездной величины на всем небе. Вот каковы были найдены числа за последние годы: до  $B=24^m$  на 1 кв. градус 17 100 галактик, а всего

		на небе	$7 \cdot 10^8$
$B = 25^m$	44 600		$2 \cdot 10^9$
$B = 26-27^m$	140 000		$5,6 \cdot 10^9$

Первый и третий результаты получены на обсерватории Китт-Пик в США, второй — на Специальной астрофизической обсерватории АН СССР. В последних подсчетах предельную звездную величину 26—27 было трудно определить точнее. Впрочем, в двух предыдущих это тоже была нелегкая задача.

Если считать, что в среднем в галактике содержится  $6 \cdot 10^9$  звезд с массой  $\frac{1}{2}$  массы Солнца, то всего в доступной нам Вселенной содержится  $34 \cdot 10^{18}$  звезд!

Истинное расположение галактик в пространстве весьма далеко от равномерности: обычно они встречаются в форме скоплений, легко выделяемых на небе при фотографировании с мощными телескопами. Таких скоплений известно в настоящее время около 3000. Особенно известны скопления в созвездиях Волос Вероники и Девы — так называемое скопление Сoma — Virgo, которое в свою очередь состоит из ряда проектирующихся друг на друга близких и далеких скоплений.

Уже в ближайших метагалактических окрестностях Галактики намечается так называемая Местная Система галактик из нескольких десятков членов (часть которых занимает первые две трети таблицы 20). Но большинство скоплений галактик более обширны и лучше выражены. Их диаметр составляет в среднем 2 Мпк и в каждое входит около 200 галактик, но, например, скопление Virgo, отстоящее от нас на 6,7 Мпк, содержит до 2500 членов ( $m=10^m$  и слабее) с плотностью 2—3 тысячи галактик на кубический мегапарсек. Еще более плотно компактное скопление в Пегасе, удаленное на 21 Мпк. На небе оно занимает площадку поперечником всего в  $1^\circ$ , где размещается 100 галактик, самые яркие из которых имеют видимую звездную величину  $m_{pg}=13,0^m$ . Пространственная плотность их — 8—10 тысяч на 1 Мпк<sup>3</sup>. Более удалено компактное скопление Большая Медведица II, содержащее 200 галактик ( $m_{pg}=18,0^m$  и слабее) на площадке диаметром  $0,2^\circ$ . Расстояние его, определенное по скорости удаления

42 00 км/с, составляет в шкале (30.9) 420 Мпк, плотность галактик около 1000 на 1 Мпк<sup>3</sup>. Есть некоторые признаки того, что близкие к нам скопления галактик, включая Местную Систему, образуют более крупную структурную единицу — Сверхгалактику, центр которой совпадает со скоплением Virgo. Диаметр ее порядка 20 Мпк. Она расширяется лишь немного медленнее, чем по закону Хаббла. Другие намечающиеся сверхгалактики (например, в созвездии Северной Короны) имеют такие же размеры, а взаимные их расстояния того же порядка, так что прежнее уподобление «островная вселенная» не совсем точно — правильное говорить об «архипелагах галактик». Таким образом, лишь в гигантских масштабах — в ячейках размером до 200 Мпк — вещество Метагалактики однородно, т. е. ячейки или группы содержат равное число галактик.

Однако между «архипелагами» обычно бывают столь же или более обширные, видимым образом пустые области, в которых замечаются лишь единичные галактики переднего плана. Есть ли в пустотах что-либо — один из серьезнейших вопросов в современной астрономии (см. § 32). Внутри скоплений, между галактиками пространство часто бывает заполнено весьма разреженным веществом при очень высокой температуре до  $10^8$  К (что проявляется в жестком рентгеновском излучении). Но есть и холодное газовое вещество, примером чему служит «пустота», обнаруженная в созвездии Льва. Здесь не видно галактик, но зато радионаблюдения показывают грандиозное облако из атомного водорода, проявляющееся в излучении на волне 21 см. Облако это больших размеров с полной массой около  $10^8 M_{\odot}$ , его лучевая скорость +960 км/с, т. е. расстояние от нас 10—20 Мпк. Это самостоятельное, достаточно резко ограниченное облако, которое почему-то не сформировалось в галактику.

Каждое скопление галактик внутренне замкнуто, обычно (хотя и не всегда) динамически устойчиво, т. е. потенциальная энергия его по абсолютной величине больше суммы кинетических энергий его членов, несмотря на то, что частные скорости отдельных галактик в скоплениях имеют большую дисперсию в сотни километров в секунду. Лишь изредка в результате гравитационного взаимодействия с другими членами скопления галактика может приобрести скорость, достаточную для убегания из скопления, но для этого требуются огромные промежутки времени. Вот почему в Метагалактике практически не встречаются галактики вне скоплений.

Близкие скопления галактик являются рентгеновскими излучателями. Теория этого свечения, основанная на механизме теплового тормозного излучения электронов в поле ионов, при сопоставлении с наблюдаемой зависимостью внегалактического рентгеновского потока от энергии фотонов указывает на температуру порядка  $10^8$  К при очень малой плотности вещества. Высокая температура подтверждается наличием в излучении 7 кэВ линий, принадлежащих Fe XXV и Fe XXVI. Полная масса этого диффузного вещества составляет заметную часть вещества, содержащегося в галактиках скопления —

оценки даются от 10 до 25 %, что, однако, играет сравнительно малую роль в динамической устойчивости скопления галактик.

Внутри скоплений встречаются двойные, тройные и вообще кратные галактики с небольшим числом членов, подобные кратным системам звезд и именно тем, которые мы называли (§ 11) системами типа

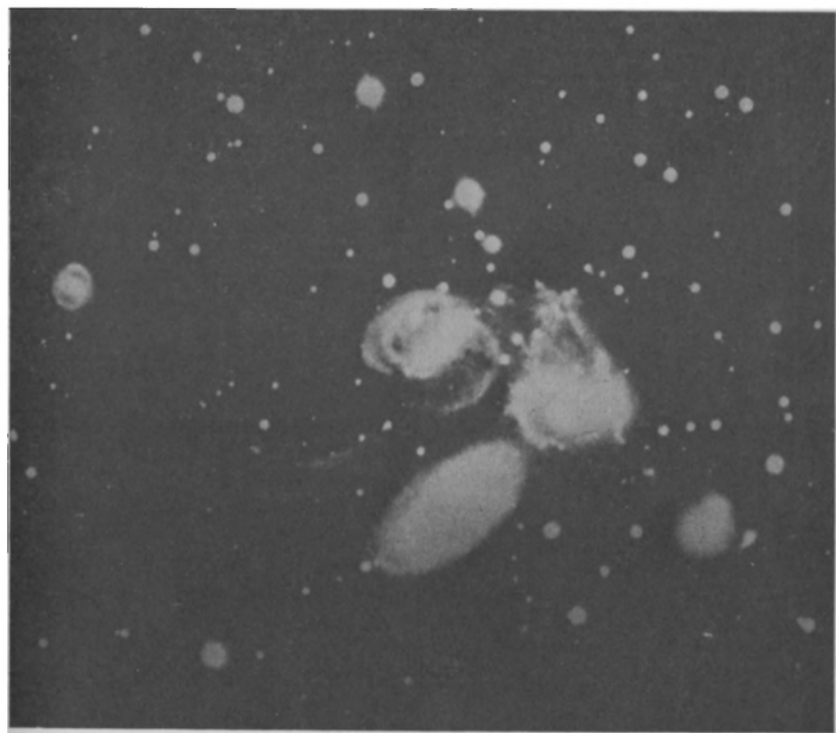


Рис. 177. Так называемый «квинтет Стефана» — группа из пяти галактик в созвездии Пегаса. Трехчасовая экспозиция с 5-метровым телескопом. Галактика ниже центра, NGC 7320, по-видимому, не принадлежит к группе, которая сводится, таким образом, к квартету. Лучевая скорость этой галактики равна 800 км/с, тогда как у остальных четырех она близка к 6000 км/с. (Фотография заимствована из журнала *Sky and Telescope*, 1977, v. 53, № 3)

Трапеции, т. е. такими, в которых все взаимные расстояния между компонентами — величины одного порядка. У кратных галактик они, кроме того, имеют тот же порядок, что и размеры галактик.

Местная Система галактик включает в себя тройную группу — гигантскую Галактику, Большое и Малое Магеллановы Облака (не считая карликовых галактик в Скульпторе, Льве и Печи) и более сложную группу пяти галактик, состоящую из гигантской галактики М 31 и четырех близких к ней эллиптических — NGC 221, 205, 147 и 185. С небольшой натяжкой сюда же можно отнести и шестую галактику М 33. Есть более удаленные и потому более наглядные группы, на-



пример, «квинтет Стефана» (рис. 177, состоящий из пяти членов. Такие сочетания маловероятны, если они случайны, и потому все галактики группы следует считать возникшими совместно. Но индивидуальные скорости галактик внутри группы типа Трапеции нередко так сильно различаются, что приходится считать группу неустойчивой, распадающейся. Так, в квинтете Стефана две близкие компоненты NGC 7318a и 7318 имеют разность лучевых скоростей почти в 1000 км/с, а скорости двух других, NGC 7317 и 7319, совпадают со скоростью NGC 7318 в пределах 100 км/с.

У всех четырех скорость по лучу зрения около 6000 км/с. Прима-кающая к ним большая галактика NGC 7320 (ниже центра на рис. 177)

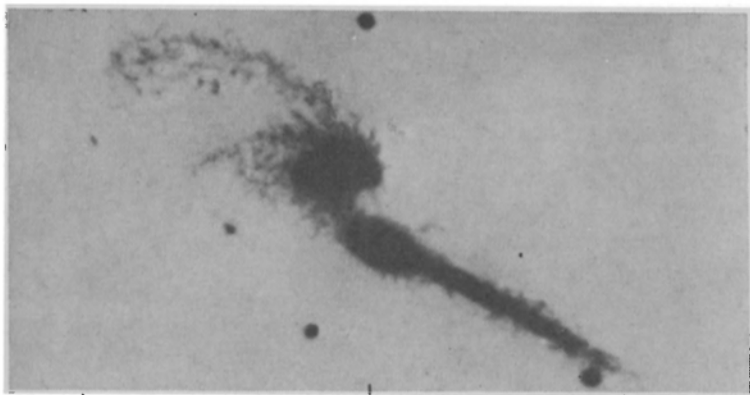


Рис. 178. Взаимодействующие галактики NGC 4676, известные под названием «Играющие Мышки» (негатив)

имеет лучевую скорость 800 км/с. Она только проектируется на остальной «квартет» и находится к нам значительно ближе.

Уже наблюдения нейтрального водорода в  $\lambda 21$  см показывают, что оба Магеллановых Облака имеют общую водородную оболочку, которая, может быть, смыкается с водородным слоем нашей Галактики. Этот результат получен из радионаблюдений, но и оптически обнаружен мост из HI между Большим и Малым Магеллановыми Облаками.

Среди двойных и тройных галактик встречаются очевидные светящиеся перемиčky. Известная спиральная туманность в Гончих Псах M 51 имеет ветвь спирали, заканчивающуюся сферическим утолщением, которое можно рассматривать как карликовую галактику-спутник. В других случаях перемиčky очень тонки, как своего рода нитки, на которые нанизаны сгущения — галактики или их ядра, так что галактики оказываются взаимопроникающими. Такие галактики (рис. 178) получили общее название *взаимодействующих* (Цвикки, Б. А. Воронцов-Вельяминов), однако взаимодействие их не сводится к гравитационным силам. Как известно, последние приводят к приливным деформациям взаимодействующих масс. Но тогда образуются

выступы и рукава большой толщины, а не такие длинные и тонкие, какие описаны выше. Скорее в них можно усмотреть остатки общего происхождения взаимодействующих компонент или след разлетания их, если они образовались в результате какого-то процесса, подобного взрыву при участии магнитных полей. Но тут мы подходим к вопросам «жизнедеятельности» галактик, которые следует рассмотреть особо.

### ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЕ В ГАЛАКТИКАХ

Мы познакомились ранее с многочисленными свидетельствами происходящего в нашей Галактике процесса звездообразования (см., например, главу VI, § 28). Естественно ожидать того же в других галактиках. Конечно видеть признаки рождения отдельных звезд можно только в самых близких системах, а в отдаленных можно наблюдать лишь интегральные эффекты, когда звездообразованием охвачены целые области, и это проявляет себя избытком в них фиолетового и ультрафиолетового излучения, например, заметным уменьшением показателя цвета  $B-V$ . Правда, этот признак неоднозначен, и он может быть искажен эффектами эволюционного изменения химического состава звезд, от которых трудно освободиться. Усиление коротковолнового излучения свойственно тем местам галактики, в которых расположены большие туманности, а также гигантские молекулярные облака, где и происходит рождение молодых массивных звезд, как мы это видели у туманности Ориона и туманности 30 Золотой рыбки в Большом Магеллановом Облаке. Но в них же иные звезды заключены в пылевой «кокон», и тогда нагретая пыль дает избыток инфракрасного излучения. Если это явление захватывает большую область, она проявит себя в инфракрасном облике галактики. Такие инфракрасные галактики известны. Они ярки только в инфракрасных лучах, а их оптический «представитель» в несколько десятков раз слабее. Но может быть и наоборот. Звездные ассоциации, открытые в Галактике, состоят из молодых звезд, широко рассеянных по звездному небу. Они же, наблюдаемые издалека, в другой галактике, выглядят компактным комплексом из горячих голубых звезд, неразличимых в отдельности. Комплексы достигают иногда размеров 300—500 пк.

В отдельных случаях вся галактика бывает охвачена звездообразованием, другие в этом отношении спокойны. Удастся подметить, что процесс звездообразования может возникать спорадически, разгораясь в одну эпоху, стихая после этого, с тем чтобы разгореться вновь. Смены занимают миллиарды лет. Возрастные различия сравнительно легко прослеживаются по степени распада звездных скоплений в сочетании с эволюционными изменениями их химического состава.

### НЕВИДИМОЕ ВЕЩЕСТВО В ГАЛАКТИКАХ И ИХ СКОПЛЕНИЯХ

За последние два десятилетия явно вырисовывалось представление о существовании в пространстве между галактиками, в первую очередь в скоплениях их, масс вещества, которые до сих пор оставались не-

заметными, так как ничем себя не проявили в излучении. Речь идет о серьезном дефиците масс, а не о таком, как упомянутые выше горячие газовые облака между галактиками (их масса очень невелика) или холодное облако, видимое в созвездии Льва (оно обнаружено по излучению атомного водорода), и, несмотря на свои огромные размеры, тоже не очень увеличивает массу межгалактического вещества: в нем содержится приблизительно масса одной галактики, распределенной в пространстве целого скопления. Наоборот, наблюдения установили, что всякое скопление галактик обладает массой, раз в 5—10 большей суммарной массы всех, содержащихся в нем галактик.

Это выявилось при применении к скоплениям теоремы вириала. Напомним, что эта теорема применима ко всякой динамической системе, состоящей из тяготеющих масс, если она имеет неизменный или только линейно изменяющийся момент инерции \*). Тогда для стационарности этой системы необходимо, чтобы сумма ее удвоенной кинетической энергии и (отрицательной) потенциальной энергии равнялась нулю:  $2K + \Omega = 0$ . Если с наблюдаемыми  $M$  и  $v$  значение  $2K + \Omega$  получается больше нуля, то либо система распадается, так как масса ее мала, или размеры велики, или велики скорости движения галактик. Но последние находятся по лучевым скоростям  $v_r$  ( $v^2 = 3v_r^2$ ), а все ли массы учитываются нами, пока неясно. Приходится в этом усомниться или согласиться с тем, что все скопления галактик рассеиваются, по крайней мере менее компактные (Virgo, Fornax, ...).

Итак, если масса всего скопления в 10 раз больше суммы масс составляющих его звезд в галактиках, то либо мы неправильно определяем массы  $M$  отдельных галактик, либо между галактиками существуют формы вещества, ничем себя не проявляющие, кроме тяготения. Или и то, и другое. Поиски этих форм привели к следующим результатам.

Около галактик были обнаружены обширные гало, или короны, как их иногда называют. Они есть и у спиральных галактик, и у эллиптических. Усовершенствованные методы фотографирования (вплоть до предельной звездной величины  $26^m$ ) позволили увидеть, что многие галактики имеют несравненно большие размеры, чем при прежнем фотографировании. Так, диаметр изображения галактики M 87 (рис. 171) почти вдвое больше прежнего; здесь видны сотни шаровых скоплений на однородном фоне неразличимых звезд. То же можно увидеть на рис. 179, где показано, сколь сильно возрастают видимые размеры галактики NGC 1097 при форсированном фотографировании. С другой стороны, при сопоставлении многих наблюдений, проводимых в радио-, оптическом, ультрафиолетовом и рентгеновском диапазонах, оказалось, что наша Галактика имеет такую корону вплоть до расстояний  $\sim 10^4$  пк, состоящую из отдельных сгущений с температурами  $10^4$  К,  $10^4$ — $10^5$ ,  $\geq 10^6$  К. Сгущения падают на диск Галактики; возникающие при этом турбулентные движения создают магнитные поля, в которых

\*) См. Куликовский П. Г. Звездная астрономия. — М.: Наука, 1976. — § 36.

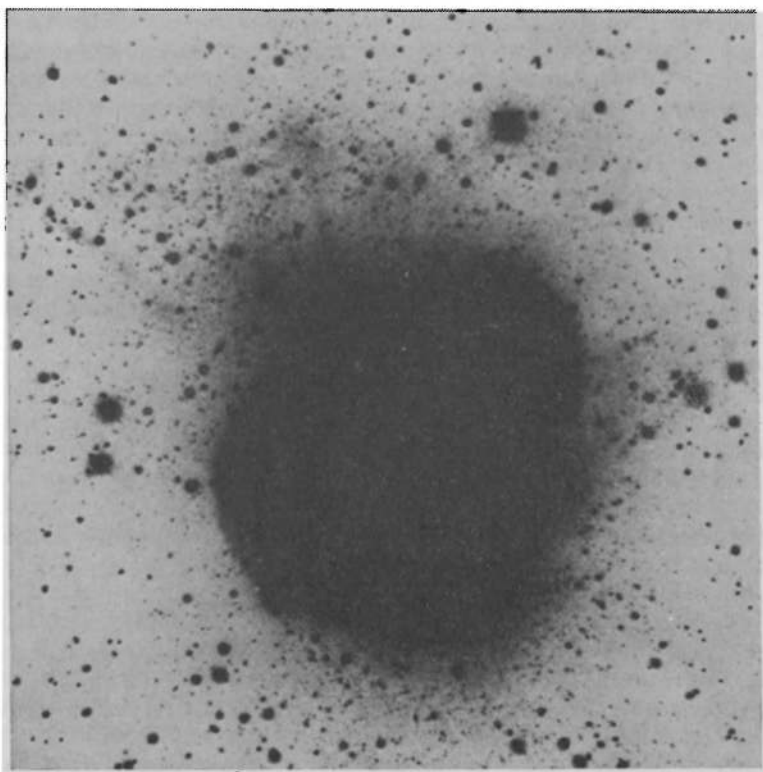
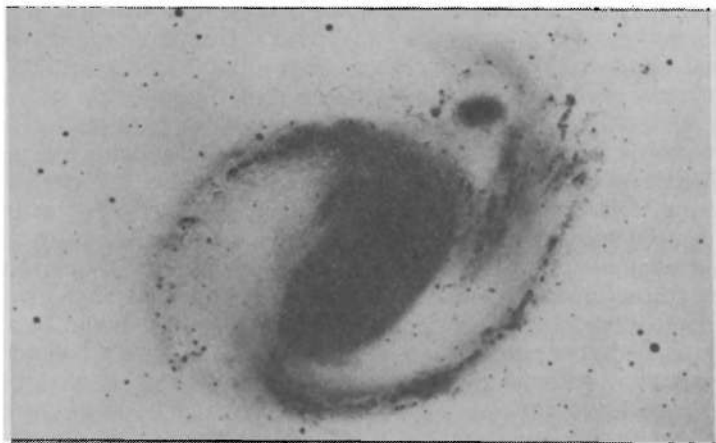


Рис. 179. Галактика NGC 1097. Вверху — ее вид при обычном времени экспозиции. Центральные части ее сильно передержаны для того, чтобы «вышли» периферические области

космические лучи дают синхротронное излучение. Сходные явления наблюдаются у других галактик, особенно у близких, таких, как Магеллановы Облака. У эллиптической гигантской галактики M 87 обнаружены внутри и вне ее в короне весьма горячие массы газа (по наблюдениям ИСЗ Космической обсерватории им. Эйнштейна). Чтобы удержать их от рассеяния сама галактика M 87 должна иметь массу  $\sim 10^{13} M_{\odot}$ , что почти на порядок превышает прежние оценки ее массы (см. таблицу 20). Обнаруженное новое диффузное вещество имеет массу  $10^{12} M_{\odot}$ . Конечно, это всего лишь оценки, которые сами могут быть ошибочны на порядок, но из них все же следует, что количество вещества между галактиками должно быть значительно увеличено. Совсем недавно были произведены обследования молодых галактик (с явными признаками звездообразования, с  $M_b < -19^m$ ) с целью обнаружить рентгеновское излучение горячей плазмы вокруг них. У всех обнаружены значительные горячие ( $T \approx 10^7$  К) короны. Массы их, в общем, невелики, но чтобы удержать их, галактики должны содержать еще изрядное количество темного вещества, так как видимого вещества недостаточно (вторая космическая скорость  $v = \sqrt{2GM/R}$ ). В целом для этих галактик, равно как и для многих крупных эллиптических, отношение массы к светимости в солнечных единицах может быть повышено до 100 (ср. с. 423), что свидетельствует о весьма слабой светимости этих объектов или о большой их массе. И все же теорема вириала, примененная к ряду скоплений, приводит к величине  $M/L$  около 250 у скопления Coma и сходные значения у других скоплений, для которых был получен достаточно надежный наблюдательный материал. Из чего же состоят недостающие массы, если по наблюдениям у галактик (с их окрестностями) среднее  $M/L$  не превышает 50? Приходится признать, что определение масс скоплений по вириалу заводит нас в тупик. Естественно искать выход из него, что и делают теоретически неастрономическими средствами, о чем будет сказано дальше.

Заметим себе, что даже для совокупности звезд в окрестностях Солнца — число таких звезд близко к исчерпанию — динамическая масса оказывается вдвое больше суммы масс индивидуальных звезд. В этом случае можно гадать о планетных системах, или о темных звездах с массой меньше  $0,05 M_{\odot}$ , или о массивных черных дырах. Первое потребует числа невидимых звезд в 20 раз больше, чем видимых, вторых нужно немного, а ведь до сих пор их открыто (?) всего лишь три во всей Галактике!

Не привели к цели и попытки ревизовать в сторону повышения массы, определяемые по вращению галактик (см. выше), которые оказываются, как правило, меньше, чем найденные по скоростям орбитального движения парных галактик. Действительно, наблюдаемые кривые вращения галактик у многих дисковых систем (а это можно подметить только у них) несовместимы с видимым распределением масс; максимальная масса на единицу светимости (т. е.  $M/L$ ), допускаемая ротационной кривой в охваченном наблюдениями внутреннем диске, позволяет сказать, что полная масса диска всего на 15—25 %

больше той, какая требуется для объяснения скоростей во внешних его частях. Однако дисковых галактик немного, и увеличение принятых их масс в пять-шесть раз мало что прибавит к массе скопления.

## § 31. РАДИОГАЛАКТИКИ И НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ГАЛАКТИКАХ

### РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ НОРМАЛЬНЫХ ГАЛАКТИК

Внегалактические туманности обычно бывают источниками радиоизлучения. Совершенно естественно, что, например, наша Галактика, наблюдаемая издалека, будет одним из таких источников. Таковы же ближайшие к нам галактики — туманности Андромеды и Треугольника, Магеллановы Облака, М 82, IC 342 и еще десятка два других. Однако с больших расстояний, превышающих 5—6 Мпк, радиоизлучение нормальных галактик оказывается слишком слабым для современных наблюдательных средств. Как правило, оно не превышает по мощности  $10^{28}$  кВт, что в миллион раз меньше мощности оптического излучения тех же галактик. В среднем, в диапазоне 150—600 МГц зависимость интенсивности излучения галактик от частоты пропорциональна  $\nu^{-0.5}$ , т. е. указывает на нетепловое излучение (см. с. 368—373 и рис. 161). Как мы знаем, в радиоизлучении Галактики заметную долю составляет тепловое излучение, которое концентрируется к основной плоскости, где расположены спирали. Нетепловое радиоизлучение Галактики имеет сферическое распределение и преобладает в галактической короне (гало). Между тем признаки гало имеют далеко не все галактики нормального типа. Так, в области невысоких частот туманность Андромеды имеет форму эллипса с небольшим сжатием, но на частоте 1400 МГц ее изофоты практически совпадают с оптическими изофотами, т. е. очерчивают спиральную структуру галактики. Радиогало имеет большая и близкая к нам туманность IC 342 (Sc), а также большая спиральная туманность М 101 (NGC 5457) класса Sc, но другая большая туманность NGC 300 вовсе не показывает признаков радиоизлучения. У туманности NGC 5236 корона слаба, а у NGC 253 радиоизображение заведомо меньше оптического. Примеров последнего рода немало как среди спиральных, так и среди неправильных туманностей, т. е. как будто радиоизлучение исходит из ядра галактики. Впрочем, нередко центры оптического и радиоизлучения галактик не совпадают.

### РАДИОГАЛАКТИКИ

Наряду с нормальными существуют особенные галактики, радиоизлучение которых на несколько порядков выше и достигает в экстремальных случаях  $10^{34}$  кВт, а с нижней стороны последовательности мы встречаемся со значением  $10^{28}$  кВт. Они получили название *радиогалактик*, так как в подавляющем большинстве случаев их оптическое изо-

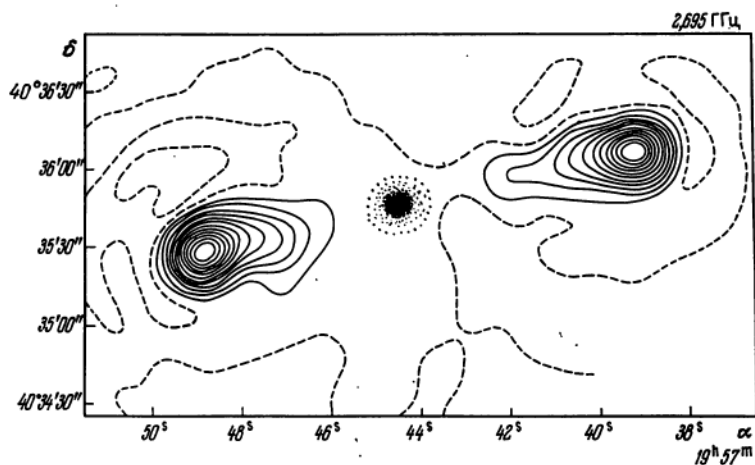
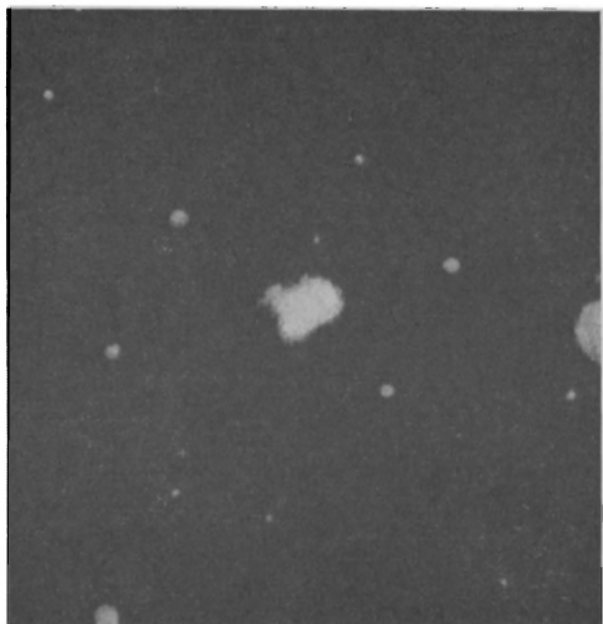


Рис. 180. Радиосточник Лебедь А (Суг А). Вверху — его фотографическое изображение в форме двух соприкасающихся галактик, которые можно рассматривать как двойное ядро большой галактики, имеющей столь низкую поверхностную яркость, что она заметна лишь на оригинальном негативе, полученном с 200-дюймовым телескопом. Расстояние между ядрами составляет всего  $2''$ , а диаметр гало —  $35''$ . Эта часть радиосточника показана в середине схемы в нижней части рисунка. Здесь радиосточник показан в форме линии равной интенсивности (радиоизофот)

бражение слабо и невыразительно, а иногда даже не удается отождествить радиогалактику с каким-либо оптическим видимым объектом.

Наиболее мощный поток радиоизлучения посылает на Землю радиогалактика Лебедь А (Cyg A; рис. 180); плотность ее излучения в радиодиапазоне составляет около  $10^{-10}$  эрг/(с·см<sup>2</sup>), а расстояние, выводимое по красному смещению, соответствующему  $v_R = 16\,830$  км/с при  $H = 100$  км/(с·Мпк), равно 168 Мпк, откуда следует, что полный поток радиоизлучения, исходящего из Cyg A, составляет  $10^{34}$  кВт. Фотографически же Cyg A выглядит как галактика с двумя ядрами, окруженными очень большим гало поперечником 17 000 пк (см. рис. 180); видимая величина двойного ядра составляет около  $17^m$ , что после учета поглощения в пределах нашей Галактики сводится к  $15,1^m$ . Отсюда абсолютная фотографическая звездная величина получается  $-21^m$ , т. е. Cyg A относится к гигантским галактикам, однако она удалена настолько, что если бы не грандиозное радиоизлучение, она не привлекла бы к себе ни малейшего внимания среди сотен тысяч ей подобных. Оптическое излучение ее несколько слабее радиоизлучения — около  $2 \cdot 10^{33}$  кВт.

Наиболее замечательной особенностью источника Лебедь А является то, что область радиоизлучения не совпадает с видимой галактикой, а располагается двумя приблизительно эллиптическими отдельными лопастями по обе стороны от зоны оптического излучения. Центры областей радиоизлучения находятся от видимого двойного ядра на расстоянии около 80 000 пк, а размеры их значительно больше оптических размеров — двойного ядра и окружающего гало.

Весьма сходную картину представляет радиоисточник Центавр А (Cen A), в середине которого располагается аномальная галактика NGC 5128 (рис. 181), имеющая вид почти шаровой, но пересеченной темной полосой вдоль  $m$  и  $l$  ои оси. Эта полоса пылевая, что необычно для почти шаровых галактик (Е 0,15); скорее всего здесь сочетается эллиптическая галактика со значительно более слабой спиральной. Основной поток радиоизлучения исходит от двух неправильных лопастей, расположенных далеко по обе стороны от видимой галактики, но, кроме того, два интенсивных и малых центра радиоизлучения, особенно хорошо выделяющихся в метровом диапазоне, совпадают с самыми внешними частями обеих половинок оптического изображения, располагаясь на одном и том же его диаметре. Этот радиоисточник довольно близок к нам. Со своими радиолопастями он имеет протяженность не менее  $6^\circ$ , расстояние лопастей от центрального тела NGC 5128 — более 100 кпк. Галактика NGC 5128 является еще и мощным рентгеновским источником, ее ядро излучает в интервале 1—800 кэВ около  $5 \cdot 10^{31}$  кВт — несколько больше, чем в радиодиапазоне.

В темной полосе обнаружено много молодых ярких звезд населения I и выброс, который, кроме голубых звезд, содержит ионизованный газ. Наконец, из ядра этой галактики исходит также  $\gamma$ -излучение с энергией до 12 МэВ. Интегральная звездная величина его види-



мого изображения  $m_{pg}=7,3^m$ , он уступает в этом отношении всего лишь четырем другим галактикам (Магеллановым Облакам, туманности Андромеды M31 и туманности в Треугольнике M 33). Расстояние до NGC 15128 равно 2,1 Мпк и абсолютная звездная величина  $M_{pg}=-19,9^m$ , т. е. оптическое излучение той же мощности, как и у Cyg A, а радиоизлучение слабее и составляет около  $0,3 \cdot 10^{31}$  кВт.

Почти такую же мощность имеет двойная радиогалактика в созвездии Печи — Печь А (Fornax A), оптическое изображение которой —

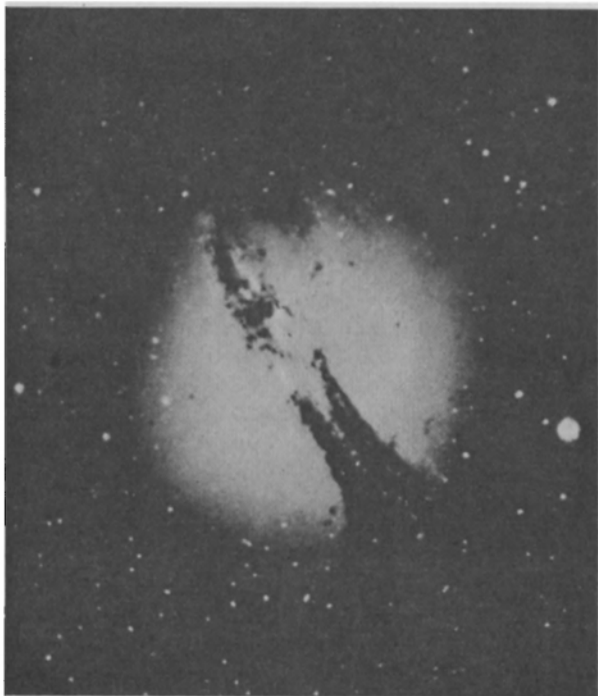


Рис. 181. Внегалактическая туманность в созвездии Центавра NGC 5128, являющаяся ядром мощного источника радиоизлучения Центавр А (Cen A). Необычная для шаровых галактик пылевая масса делит NGC 5128 на две половины, каждая из которых является источником радиоизлучения

галактика NGC 1316 ( $m_{pg}=10,0^m$ ), находящаяся на расстоянии 8,3 Мпк. Очень похожие характеристики у радиогалактики Персей А (Per A, NGC 1275).

В высшей степени своеобразна радиогалактика Дева А (Virgo A), совпадающая с шаровой галактикой M 87=NGC 4486 ( $m_{pg}=9,6^m$ ), фотография которой приведена в начале настоящей главы (рис. 171). В противоположность ранее рассмотренным радиогалактикам, у нее радиоизображение практически совпадает с оптическим. Хорошо выраженное ядро этой галактики является одновременно и резким ядром

радиоизлучения. Из него с большой скоростью истекают газовые массы (судя по линии  $[O II]\lambda 3727$ ). Но, кроме того, у видимой туманности

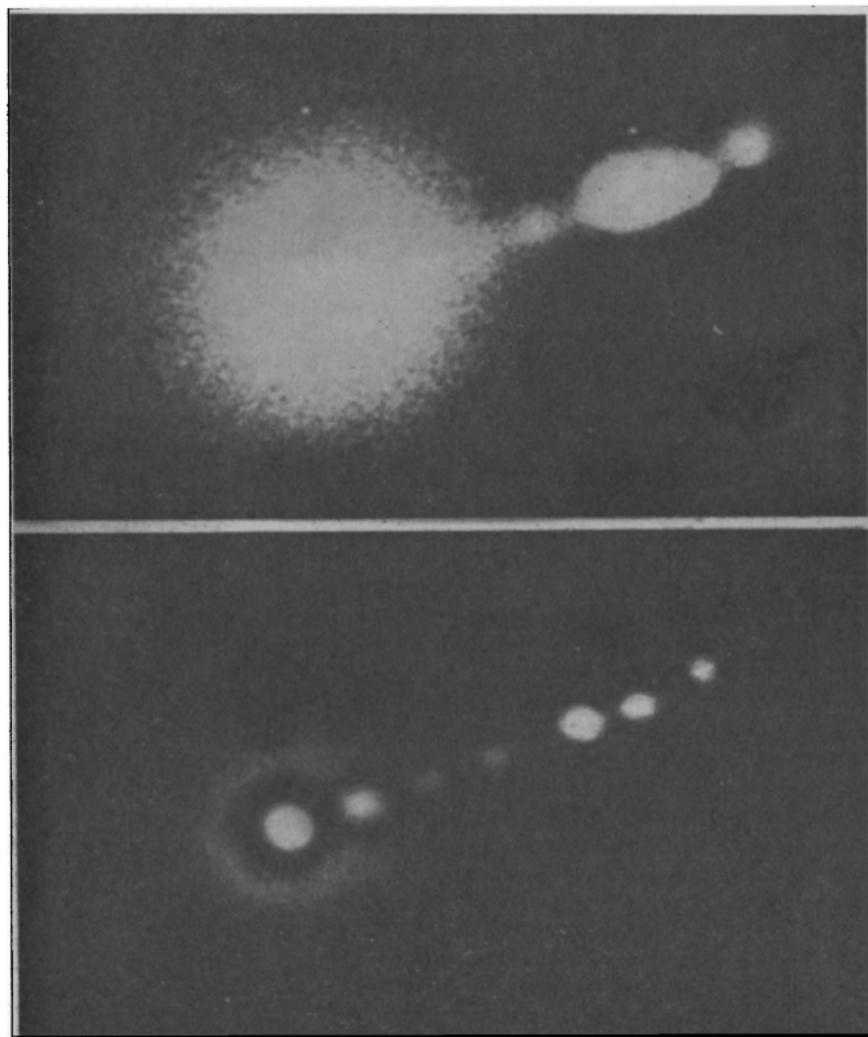


Рис. 182. Две фотографии центральной части галактики M87=NGC 4486-Дева А, полученные на Паломарской обсерватории. Верхнее изображение — обыкновенная фотография выброса, нижнее — результат комбинации нескольких снимков, обработанной компьютером

хорошо заметен радиально расположенный выброс, состоящий из шести сгустков светящегося вещества (рис. 182), причем оптическое излучение этого выброса сильно поляризовано. Выброс сам по себе яв-

ляется источником радиоизлучения. Галактика М 87 также принадлежит к числу абсолютно наиболее ярких, для нее  $M_v = -20,2^m$ , а расстояние до нее 12 Мпк. Мощность радиоизлучения такая же, как у Сеп А.

В самое последнее время обнаружены радиогалактики еще более мощные. Это — ЗС 273 и ЗС 48 \*). Объект ЗС 273 как радиоисточник совпадает на небе со звездой  $12,6^m$ , причем это совпадение весьма близкое — благодаря покрытиям объекта ЗС 273 Луной положение его на небе определено довольно точно. Он также состоит из двух частей — А и В. Именно, хорошо сконцентрированный объект В совпадает со звездой  $12,6^m$ . Фотографирование с 5-метровым телескопом показало, что этот объект не вполне звездообразный и из него исходит выброс, оканчивающийся у объекта А.

Как и в случае Суг А, оптический спектр объекта В содержит ряд сильных эмиссий, смещенных в красную сторону на величину  $z = \Delta\lambda/\lambda = 0,158$ , что говорит о скорости удаления  $v_R = 0,158 c = 47\,000$  км/с. С постоянной Хаббла  $H = 100$  км/с·Мпк это приводит к расстоянию около 470 Мпк. Находящийся на таком расстоянии объект  $m_{pg} = 12,6^m$  имеет абсолютную звездную величину  $M = -25,8^m$ . Самые яркие известные нам галактики, даже среди радиогалактик, имеют светимость, в 50 раз меньшую; естественно, что столь высокое значение  $M$  вызывало недоверие: действительно ли к объекту такого рода применим закон Хаббла, т. е. имеет ли красное смещение в его спектре космологическое происхождение, а не вызвано какой-либо иной причиной, например, из-за очень сильного гравитационного поля. Этот вопрос неоднократно возникал у астрономов как предмет споров, когда стали наблюдаться объекты со значительно более сильным красным смещением (см. дальше). Но наблюдаемая у ЗС 273 мощность радиоизлучения успокаивает: как видно из рис. 161, поток от ЗС 273 приблизительно в 60 раз слабее, чем от Суг А, а расстояние первого объекта больше, чем второго, в 2,9 раза; квадрат последнего числа составляет 8,5, откуда следует, что мощность ЗС 273 в семь раз меньше мощности Суг А, и имеет порядок  $10^{32}$  кВт. Наоборот, в рентгеновской области ЗС 273 излучает  $10^{36}$  кВт и еще на два порядка больше в инфракрасной.

Вот сопоставление излучений квазара (см. с. 447) и радиогалактики:

Объект	Расстояние, Мпк	Область излучения			
		рентген, 1—12 Å	видимая, 3000—10000 Å	ИК, 5—300 мкм	Радио, 0,3 мм—30 м
ЗС 273	630	$1,4 \cdot 10^{46}$	$10^{46}$	$6,2 \cdot 10^{48}$	$2,5 \cdot 10^{46}$ эрг/с
Сеп А	4	$5,0 \cdot 10^{41}$	$8 \cdot 10^{43}$		$1,8 \cdot 10^{41}$ »

\*) ЗС означает третий Кембриджский (Cambridge) каталог радиоисточников: далее следует номер объекта по этому каталогу.

Радиоисточник ЗС 48 в созвездии Треугольника совпадает с видимой галактикой  $m_{pg}=16^m$ . Фотографический спектр ее расшифровывается, если предположить, что обычно недоступная линия Mg II  $\lambda 2798$  смещена до положения с длиной волны  $\lambda 3832$ , т. е.

$$z = \Delta\lambda/\lambda = 0,37,$$

чему соответствует скорость удаления  $v_R=92\,000$  км/с \*), а расстояние  $r=920$  Мпк или 3 млрд световых лет. Абсолютная звездная величина видимой галактики составит около  $-23,8^m$ , но и радиоизлучение всего лишь в  $1\frac{1}{2}$  раза слабее, чем у ЗС 273, при расстоянии в два раза больше, т. е. мощность источника ЗС 48 оказывается такого же порядка, как у Суг А.

По-видимому, самым крупным космическим объектом является радиогалактика ЗС 236, изображение которой, полученное методом апертурного синтеза, показано на рис. 116 КПА, 3-е изд. Полный размах ее двух лопастей достигает 5,7 Мпк.

Радиогалактикой несколько иного рода представляется источник ЗС 71, совпадающий с NGC 1068 — спиральной галактикой позднего типа (Sc), отличающейся очень резко выраженным ядром и очень слабо светящимися внешними витками спиралей. Радиоизлучение исходит главным образом из ядра. Расстояние до Галактики — около 7 Мпк. Ее абсолютная звездная величина  $M_{pg}=-20,0^m$ , т. е. такова же, как у Суг А, Vir А и т. п., но в радиодиапазоне она значительно слабее и излучает приблизительно  $0,3 \cdot 10^{29}$  кВт. По этим характеристикам ЗС 71-NGC 1068 можно было бы отнести к нормальным галактикам с заметным радиоизлучением — к тем, с описания которых мы начали этот параграф.

### ГАЛАКТИКИ СЕЙФЕРТА]

Галактика NGC 1068 является одновременно представительницей другого класса галактик — так называемых *галактик Сейферта*, которые характеризуются следующими признаками: а) они имеют малое (иногда очень малое) яркое ядро; б) спектр ядра отличается присутствием многочисленных эмиссий, свидетельствующих о высоком возбуждении, как у планетарных туманностей (см. выше с. 344); в) эти линии очень широки, указывая на существование бурных беспорядочных движений газовых масс со скоростями от  $\pm 500$  до  $\pm 4000$  км/с (рис. 183). Отмечалось расщепление эмиссионных линий, соответствующих отдельным облакам, движущимся с относительными скоростями до 100 км/с.

---

\*) При столь больших скоростях необходимо пользоваться релятивистской формулой:  $1+z = \sqrt{(1+v/c)/(1-v/c)}$ , а расстояние зависит от принятой модели Вселенной, в частности, в модели Эйнштейна — де Ситтера (см. § 32) фотометрическое расстояние равно  $r = \frac{2c}{H} (1+z) \left( 1 - \frac{1}{\sqrt{1+z}} \right)$ .

Такие галактики относятся к типу Сейферт 1. К типу Сейферт 2 относят спиральные галактики с возбуждающим ядром и сравнительно узкими спектральными линиями. Излучение галактик Сейферт 1 в целом обладает избытком в ультрафиолетовой области. У галактик Сейферт 2 этого нет, намечается лишь легкая тенденция; наоборот, часто меняется инфракрасный избыток.

Галактики Сейферта очень немногочисленны — первоначально их было обнаружено всего восемь среди нескольких сотен ярких спиральных галактик (до  $13^m$ ), но потом, когда было открыто, что мощная радиогалактика Персей А=NGC 1275 (рис. 184), уже упоминавшаяся нами, относится к галактикам Сейферта, интерес к ним сильно под-

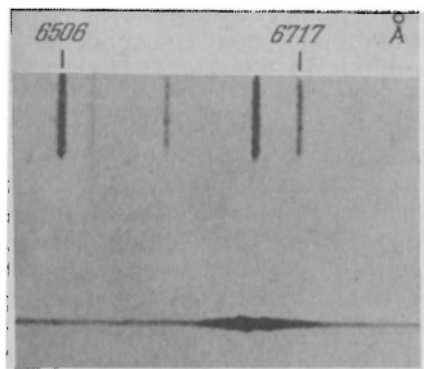


Рис. 183. Небольшой участок спектра галактики Сейферта NGC 7469, показывающий огромное расширение эмиссий  $H_{\alpha}$  ( $\lambda$  6563) и  $[NII]$  ( $\lambda$  6583), соответствующее скорости беспорядочных движений газовых масс  $\pm 2500$  км/с. Наиболее плотные части эмиссий относятся к ядру, наклон их к направлению, перпендикулярному к дисперсии, указывает на быстрое вращение ядра. Вверху показан спектр сравнения. Обозначены две линии  $H_{\alpha}$ . Красное смещение линий галактики хорошо заметно

нялся, их стали открывать в возрастающем количестве среди слабых галактик, так что в настоящее время их число превышает 300. Среди ярких радиогалактик галактика 3C 120 ( $14^m$ ) после детального оптического исследования оказалась сейфертовской галактикой с очень широкими эмиссиями.

Многие радиогалактики обладают сильным эмиссионным спектром, например Суг А, но у них он не столь высокого возбуждения, а линии — тонкие, совсем не такие, как у сейфертовских галактик.

Таким образом, в ядрах галактик Сейферта наблюдается непрерывный спектр, на фоне которого располагаются разнообразные эмиссии. Звездный спектр с фраунгоферовыми линиями иногда вовсе не обнаруживается, т. е. излучение звезд либо вовсе отсутствует, либо залито несравненно более мощным непрерывным излучением, проявляющим себя избытком света в ультрафиолетовой области спектра. Показатели  $U-B$  заметно меньше, чем у нормальных галактик. Эта особенность, так же как и наличие непрерывного (по спектру) свечения, не ограничивается ядром, но наблюдается и в ближайших его окрестностях. Одним из возможных источников непрерывного свечения может быть весьма горячий и плотный газ (до  $10^5$  К и до  $n=10^7$  см $^{-3}$  в центре).

Оптический спектр галактики 3C 120 показывает широкие разрешенные линии и узкие — запрещенные. Первые образуются в плотных

волокнах с  $n > 10^8 \text{ см}^{-3}$  и  $T \approx 6000 \text{ К}$ , общая масса которых около  $200 M_{\odot}$ , а вторые — в гораздо более обширной разреженной среде с  $n \sim 10^3 \text{ см}^{-3}$ ,  $T \approx 20\,000 \text{ К}$  и массой  $10^4$ — $10^6 M_{\odot}$ . Волокна погружены в эту среду.

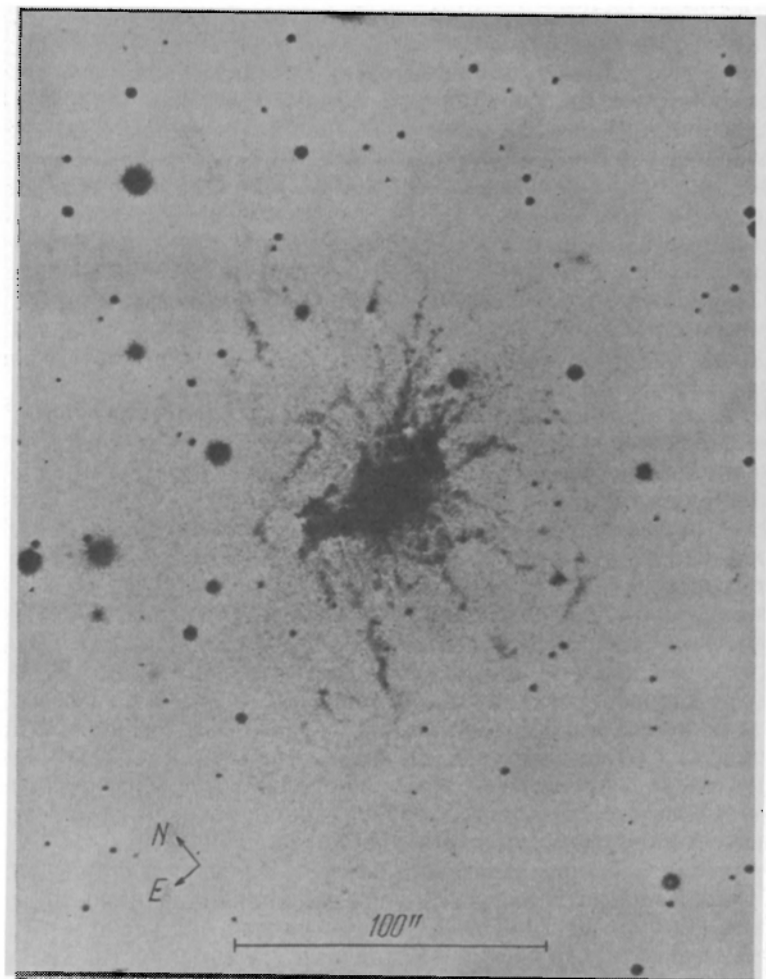


Рис. 184. Сейфертовская галактика NGC 1275. Фотография обсерватории Китт-Пик

Ядра сейфертовских галактик дают богатое радиоизлучение, интенсивность которого в  $10^1$ — $10^3$  раз больше, чем у ядер нормальных спиральных галактик, но никогда у них не наблюдаются двойные структуры. Фотометрирование галактики NGC 4151 из стратосферы показало

ло, что ядро ее имеет (на половинной интенсивности непрерывного свечения) диаметр не больше  $0,20''$ , чему соответствуют линейные размеры всего лишь 9 пк, а сильные эмиссии исходят из области, в три раза меньшей, хотя эмиссионные признаки наблюдаются вплоть до диаметра 50 пк. Другой пример дает галактика Sey 1 IC4329. В ней запрещенная линия OIII имеет ширину, соответствующую скоростям до 1500 км/с, а крылья водородной линии  $H_\alpha$  соответствуют 13 000 км/с.

Много деталей в ядрах сейфертовских галактик обнаружила радиоинтерферометрия со сверхдлинной базой, а именно ядро NGC 1275 оказалось тройным, состоящим из сгущений размером  $0,001—0,002''$ , разделенных такими же расстояниями. Эти сгущения в свою очередь располагаются на еще меньшие ( $<0,001''$ ) компактные образования, линейные размеры которых составляют долю парсека. То же отмечено у галактики 3C 84 b — ядро ее состоит из четырех приблизительно овальных источников поперечником около  $0,001''$ . Если бы излучение этого источника было тепловым, то температура его была бы  $3 \cdot 10^{11}$  К! У источника 3C 120 размеры ядра в 1971 г. за 8 месяцев увеличились от  $0,001$  до  $0,002''$ . Возможно, впрочем, что здесь существуют два сгущения с переменным потоком излучения.

У галактик Сейферта наблюдается в ядрах весьма повышенное излучение в инфракрасной области. Это может быть синхротронное излучение, но так как оно исходит из большого объема — у галактики NGC 1068 инфракрасное сканирование указывает на поперечник около 60 пк — гораздо естественнее считать, что в данном случае излучает пылевая оболочка, нагретая излучением ядра в видимой и ультрафиолетовой областях.

При высоком спектральном разрешении у галактики NGC 4151 обнаружены абсорбционные линии, связанные с оболочками, движущимися со скоростями от  $—280$  до  $—970$  км/с, как в оболочках новых звезд. При этом не наблюдается обратное падение подобных газовых масс, так что можно говорить о выбросе из ядра сейфертовской галактики от нескольких сотен до тысячи солнечных масс в год. Очевидно, такой большой расход вещества не может продолжаться долго и стадия галактики Сейферта является кратковременной в жизни галактики, что находит себе подтверждение в их немногочисленности.

Галактики Сейферта указывают на очень большую активность ядер. Но и в нормальных галактиках ядра проявляют активность, хотя и несравненно более скромную. В § 29 мы указали на несколько проявлений активности ядра нашей Галактики. В туманности Андромеды тоже наблюдается истечение газовых масс (по линии  $\lambda$  3727) из ее центра, который обозначен малым ядром  $8 \times 5$  пк и еще меньшим центральным ядрышком около 3 пк. Это ядро быстро вращается и из эффектов вращения следует, что масса его достигает  $10^7 M_\odot$ , а плотность  $0,4 \cdot 10^{-16}$  г/см<sup>3</sup>, тогда как средняя плотность вещества в нормальной спиральной галактике в миллион раз меньше.

Ядро наименьших размеров обнаружено у спиральной галактики M 81, очень сходной с нашей Галактикой. Радиоинтерферометрия со

сверхдлинной базой (от З. Европы до Калифорнии) показала, что ядро имеет размер от 1000 до 4000 а. е. (по излучению 8,3 и 2,3 ГГц соответственно). Излучаемая в этом диапазоне энергия составляет, в среднем,  $10^{37,5}$  эрг/с, т. е. в  $10^4$  раз больше, чем радиосветимость ядра Галактики. На остальную центральную часть галактики М 81 приходится лишь 10 % радиоизлучения. М 81 не относят к Сейфертовским галактикам, но механизм нетеплового излучения ее ядра, по-видимому, здесь одинаковый — синхротронное излучение.

Активность ядер проявляется также и в том, что спиральные ветви галактик обычно начинаются прямо от ядра. Опять это лучше всего заметно у тех галактик Сейфорта, где ядра особенно ярки; оптически они выглядят несколько большими у галактик NGC 1068 и NGC 7469 и имеют поперечники соответственно 70 и 460 пк (максимальные значения) при массах  $10^5$ — $10^7 M_{\odot}$ . Такие большие объемы охвачены бурными движениями газов, скорости которых более чем достаточны, чтобы преодолеть тяготение и покинуть ядро и даже галактику. Здесь разыгрываются во всей полноте явления, которые в ядрах Галактики и туманности Андромеды уже затихли и сохраняются в несравненно меньших объемах.

Но радиоисточники в галактиках Сейфорта, как мы видели, ничтожно малы по галактическим масштабам, тогда как, вероятно, именно в них сосредоточены источники всей бурной жизнедеятельности этих галактик. Инфракрасная светимость их, обусловленная пылевой оболочкой ядра, весьма значительна.

Как правило, все процессы, протекающие в ядрах сейфертовских галактик, переменны во времени. Это без труда обнаруживается при фотометрических измерениях их, при сравнении спектрограмм, снятых в разное время. Многие из них излучают также в рентгеновской области (например, NGC 1275, NGC 4151).

Приводим средние характеристики центральных частей сейфертовских галактик, выведенных Э. А. Дибеем и Цветановым:

	Зона свечения	
	Разрешенные линии	Запрещенные линии
Характерный размер	0,03 пк	3 пк
Масса газа	$5M_{\odot}$	$350M_{\odot}$
Кинетическая энергия	$2 \cdot 10^{50}$ эрг	$4 \cdot 10^{50}$ эрг

## АКТИВНЫЕ ГАЛАКТИКИ И ПРИЗНАКИ ВЗРЫВА В НИХ

Радиогалактики всех видов и сейфертовские галактики объединяются в большую группу активных галактик, которая включает в себя еще много объектов иного рода, о которых будет сказано ниже.



Активные галактики имеют следующие признаки:

1. Мощное радиоизлучение нетеплового происхождения.
2. Интенсивные эмиссионные линии, иногда очень широкие, что свидетельствует о бурных движениях вещества в галактике.
3. Нетепловое излучение в других областях спектра. Оно проявляется в избыточном, по сравнению с нормальными галактиками, излучении в рентгеновской, ультрафиолетовой и инфракрасной областях или сплошным оптическим спектром и, наконец, в  $\gamma$ -излучении.
4. Высокая светимость.
5. Изменяемость излучения во времени.
6. Наличие оптических и радиовыбросов, указывающих на явления направленных взрывов.

Достаточно нескольких из перечисленных признаков, чтобы отнести галактику к группе активных, или даже одного — шестого, если он выражен хорошо. В галактиках Сейферта движения масс более или менее изотропны. Но часто бывает иначе. Мы познакомились уже с радиальными выбросами у радиогалактики Virgo A=M 87, состоящими из нескольких сгущений. Их излучение поляризовано и в оптическом и в радиодиапазоне. Это явно указывает на нетепловой характер излучения. У M 87 он скорее всего тот же, что и у радиоисточника Телец A=Крбовидная туманность, а именно магнитно-тормозное излучение релятивистских электронов. Но там это было результатом взрыва сверхновой звезды, здесь же масштабы явления совершенно иные.

Очень необычная форма близкой радиогалактики M 82 (она напоминает летящую птицу) также говорит о возможности взрыва; свет ее также значительно (до 15 %) поляризован.

Но в радиодиапазоне признаки взрыва у радиогалактик — явление обычное и проявляется оно в двухлопастной структуре радиоизображения относительно центрального оптического изображения. Мы видели это на примере галактик Лебедь A, Центавр A и 3C 236. Но таких протяженных радиогалактик очень много. Они состоят из плазменных облаков, выброшенных с огромной скоростью из центрального ядра и распространяющихся в очень разреженной междугалактической среде. Испытывая со стороны последней аэродинамическое ударное сопротивление, они оформляются, обжимаются и с течением времени высвечиваются. В некоторых случаях обе лопасти загигаются в одну и ту же сторону как бы от набегающего ветра, каким может быть тот же междугалактический газ, в котором галактика движется с большой скоростью. Радиоизотопы одной из таких галактик NGC 1265 рисуют картину, напоминающую комету или магнитосферу Земли.

Как видно из рис. 161, источники Tau A и Vir A посылают на Землю в диапазоне от 10 см до 1 м поток одного порядка, но Vir A находится на расстоянии 7,6 Мпк, а Tau A приблизительно на расстоянии 2000 пк (см. § 29). Квадрат отношения этих двух расстояний составляет  $5,7 \cdot 10^7$ . Таким образом, радиогалактика Vir A имеет в области длин волн от 10 см до 10 м мощность радиоизлучения, по крайней

мере в 10 миллионов раз большую, чем мощность радиоизлучения остатков вспышки одной сверхновой звезды. А ведь это — не самая мощная радиогалактика.

### КВАЗАРЫ И РОДСТВЕННЫЕ ИМ ОБЪЕКТЫ

Все нарастающее число открываемых космических радиоисточников сопровождается поисками соответствующих им оптических объектов. В 1960 г. таким образом были отождествлены звездобразные объекты, как оптическое выражение радиообъектов, ЗС 48, ЗС 196, ЗС 286 (Мэтьюз и Сэндидж), а затем ЗС 273 (М. Шмидт). Первый и последний из этих объектов описаны выше. Их особенностью, кроме чрезвычайно малых угловых размеров ( $<10''$ ), был значительный ультрафиолетовый избыток излучения. Этот последний признак стал руководящим при дальнейших отождествлениях, так как для звезд такие избытки нехарактерны.

Новые объекты получили название *квазизвездных объектов* (QSO) или — сокращенно — *квазаров*. Уже в середине 1964 г. стало ясно, что среди радиоисточников квазары многочисленны: по крайней мере 30 % объектов третьего кембриджского каталога радиоисточников ЗС относятся к квазарам.

Уже известны свыше 2800 квазаров. У них определены красные смещения по эмиссионным линиям в спектре. Их видимые величины обычно слабее  $18^m$ , хотя есть квазары, доступные визуальным наблюдениям в телескопы средней величины. Абсолютные величины их  $M$  превышают  $-23^m$ . Красные смещения варьируют в широком диапазоне от  $z=0,06$  до  $z=3,78$ , причем, последнего «рекордсмена» PKS 200—330, «подпирают» два других квазара с  $z=3,68$  и  $3,71^*)$ . Значению  $z=3,78$  соответствует скорость  $v_r=0,915 c$  и расстояние 15,6 миллиардов парсек<sup>\*\*</sup>). До сих пор астрономия с такими расстояниями не встречалась! И если мы можем наблюдать столь отдаленные области в нашей Вселенной, то лишь потому, что квазары являются в ней самыми мощными излучателями. Последнее справедливо, если квазары действительно являются объектами Метагалактики, или, как их еще называют, *космологическими объектами*, а не локальными объектами, соседними с нашей Галактикой, как это думают некоторые исследователи, считая, что наблюдаемые у квазаров красные смещения не имеют отношения к закону Хаббла.

Мы примем первую точку зрения, как встречающую меньше трудностей, т. е. положим, что квазары являются космологическими объектами.

Итак, квазары — это галактики весьма малых угловых размеров, дающие мощное радиоизлучение и в наблюдательном отношении отличающиеся избыточным по сравнению со звездами излучением в ультра-

\*) В 1987 г. найдены два квазара с  $z=4,0$  и больше.

\*\*) См. сноску на с. 441.

фиолетовой области спектра. По этому последнему признаку было открыто большое число галактик, весьма компактных или вполне звездообразных, но лишенных сколько-нибудь заметного радиоизлучения. В оптической же области они показывают значительные красные смещения спектральных линий. Эти объекты получили название *радиоспокойных квазаров*. Их значительно меньше, чем обычных галактик, но оценки их численности приводят все-таки к большим значениям — порядка  $10^7$  для объектов с видимым блеском ярче  $22^m$  ( $pg$ ). Среди них собственно квазары занимают не более полупроцента.

Квазары того и другого рода не являлись объектами, совершенно чуждыми нормальным галактикам и радиогалактикам, так как существуют объекты, промежуточные по физическим свойствам между теми и другими. Среди них прежде всего следует назвать пока еще очень немногочисленные N-галактики (открыты в 1958 г.), отличающиеся малым компактным ядром и чрезвычайно слабым ореолом вокруг. У 16 известных в настоящее время N-галактик  $z$  достигает самое большее 0,3 или  $v/c=0,256$ , т. е. это объекты, не столь удаленные от нас. Но можно быть уверенным, что на расстояниях, значительно больших, у N-галактик ореолы уже не будут различимы. Знакомые нам галактики Сейферта — в среднем еще более близкие к нам объекты. Если бы они находились на расстояниях раз в 5—10 больших, от них ничего не осталось бы для наблюдателя, кроме их ядер. И в спектральном отношении все эти три типа объектов весьма сходны: у N-галактик наблюдаются также очень широкие эмиссии, но они уже, чем в галактиках Сейферта: 30—50 Å. То же отмечается у квазаров, но, как и у первых двух и в противоположность нормальным галактикам, эмиссионные линии у квазаров составляют отличительную особенность их спектров. Во всех случаях речь идет о нормальных эмиссионных спектрах, однако в высоких стадиях возбуждения и с нормальным химическим составом. Если у сейфертовских галактик из спектра убрать звездную составляющую, останется эмиссионный спектр, вполне подобный спектру квазара, и непрерывный спектр, свойственный нетепловому излучению. Обе эти составляющие принадлежат ядрам галактик Сейферта.

Отождествление эмиссионных линий в спектрах квазаров представляло большие трудности, пока не было установлено, что многие из них являются очень сильными эмиссиями далекой ультрафиолетовой области спектра —  $MgII$  ( $\lambda 2798$  Å),  $[CIII]$  ( $\lambda 1909$  Å),  $CIV$  ( $\lambda 1549$  Å), — передвинутые огромным красным смещением в видимую область. Особенно примечательным было обнаружение в ближней ультрафиолетовой области линии  $L_{\alpha}$  ( $\lambda 1216$  Å) — резонансной линии водорода. На рис. 185 показана эта линия в спектре PKS 0237—23 на длине волны 3900 Å со смещением на  $\Delta\lambda/\lambda = z = 2,2$ . Таким же путем были обнаружены другие большие значения  $z$ .

Радиоспокойные квазары, обнаруживаемые по их цвету, практически входят в одну группу с так называемыми *компактными галактиками*, которые Цвикки выделял по их малому отличию от звезд, даже

если их фотографировать с крупнейшими телескопами. Только галактики Цвикки более разнообразны по спектральным свойствам и по цветам и соответственно более многочисленны (свыше 700). Их ядра в общем больше, чем у N-галактик, и больше размеров квазаров.

Несколько более узкую группу объектов (около 500) представляют галактики Маркаряна, обнаруживаемые спектрально по избыточному излучению в ультрафиолетовой области спектра. Они отчасти совпадают с радиоспокойными квазарами, но содержат в себе и галактики Сейферта (в том числе очень повышенной светимости — до  $M = -23^m$ )

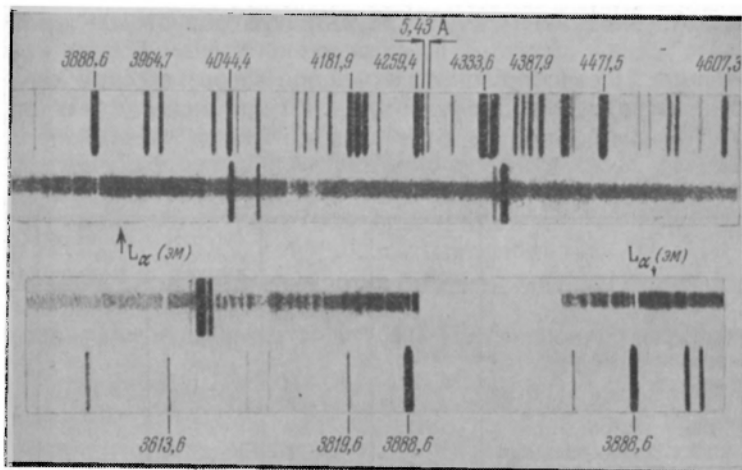


Рис. 185. Спектр квазара PKS 0237—23 (негатив), показывающий смещенную до  $\lambda$  3900 Å эмиссионную линию  $L_{\alpha}$  и множество линий поглощения

и N-галактики с более протяженными оболочками, чем обычно. В них встречаются также диффузные объекты, спектрально подобные скоплению голубых гигантов.

Огромные успехи экспериментальной радиоастрономии, приведшие к интерферометрии радиоисточников с расстоянием между приемными антеннами в несколько тысяч (до 10 000) километров, позволили измерить угловые размеры некоторых квазаров. Они оказались очень малы — того же порядка, как у звезд, — до  $0,005''$  и ниже, а на коротких волнах (6—3 см) удалось выделить внутри квазаров компактные области с поперечником до  $0,0004''$ . С учетом закона Хаббла линейные размеры квазаров оказываются на 1—3 порядка меньше размеров нормальных галактик. Так, на волне около 70 см размеры ЗС 273а ( $0,10'' \times 0,04''$ ) определяются как  $180 \times 74$  пк, а ЗС 273б ( $0,027'' \times <0,01''$ )  $50 \times 18$  пк; квазар ЗС 345б ( $0,005''$ ) имеет поперечник 19 пк. Впрочем, наблюдения объектов ЗС 273а и б позволяют предположить существование двух источников размером 18 пк, разделенных расстоянием в 150 пк. В то же время на более коротких волнах (6—3 см) в этих же

квазарах удалось выделить области, излучающие значительную (иногда до 80 %) долю общего излучения при угловых размерах  $\leq 0,0004''$  у ЗС 345 и  $\leq 0,0006$  у ЗС 273. Последнему соответствует линейный диаметр всего лишь в 1 пк. Выше мы видели, сколь малы размеры ядер сейфертовских галактик.

Конечно, эти размеры относятся к радиоизлучающей области квазара, которая может и не совпадать с оптической.

При всей малости своих размеров квазары, по крайней мере близкие к нам, а тем более компактные галактики, отличаются от звезд по своему внешнему облику. Из них иногда исходят один или несколько жгутов, которые (как в случае ЗС 273) объединяют две компоненты квазара.

В таблице 21 сопоставлены важнейшие энергетические характеристики рассматриваемых здесь объектов. Из них видно, что обнаружен-

Таблица 21

## Характеристики внегалактических объектов

Характеристика	Квазары	N-галактики	Сейфертовские галактики	Компактные галактики	Ядра нормальных галактик
Наличие радиоизлучения	+	+	±	±	±
Наиболее известный представитель	ЗС 273	ЗС 371	NGC 1275	—	М 31
Число известных объектов	200	16	24	> 700	—
Средняя абсолютная звездная величина $M_B$ (в системе В)	—25	—21	—19	—18	—11
Полное излучение в радиодиапазоне (ср), эрг/с	$10^{43}$	—	$10^{40}$	—	—
Полное излучение в оптическом диапазоне (ср), эрг/с	$2 \cdot 10^{45}$	$5 \cdot 10^{43}$	$10^{43}$	$3 \cdot 10^{42}$	$5 \cdot 10^{39}$
Излучение в $\lambda = 5400 \text{ \AA}$ эрг/(с·Гц)	$1,5 \cdot 10^{30}$	$1,7 \cdot 10^{29}$	$7,5 \cdot 10^{27}$	—	—
Излучение самого яркого объекта данного типа в видимой области, эрг/с	$10^{46}$	—	$10^{43}$	—	$4 \cdot 10^{43}$
То же в инфракрасной области	$4 \cdot 10^{47}$	—	$10^{44}$	—	$5 \cdot 10^{42}$
То же в рентгеновской области	$10^{46}$	$10^{42}$ — $10^{44}$	—	—	$3 \cdot 10^{39}$
Переменность излучения	Перем.	Перем.	Перем.	—	—

ные благодаря своему мощному радиоизлучению квазары обладают значительно более мощным излучением в коротковолновой области, включая инфракрасную и особенно субмиллиметровую. В то же время сейфертовские галактики, ничем особенно не примечательные в радио- и видимом диапазоне, дают могучее излучение в инфракрасной области спектра, сближаясь с квазарами по общему энергетическому выходу.

Такое большое излучение, как у квазаров, не может возникать в малых массах. Как мы уже видели, у галактик отношение массы к светимости ( $M : L$ ) в соответственных солнечных единицах меняется в широких пределах — от 1 для неправильных галактик, через 5—10 у спиральных галактик, до 100 у эллиптических. По-видимому, это разнообразие указывает на различный возраст галактик: самые молодые из них являются наиболее эффективными в отношении излучения. Если квазары не выходят за пределы этой последовательности, то при самом осторожном подсчете ( $M : L = 1$ ) масса квазара должна быть порядка  $10^{10}$ — $10^{12}$  масс Солнца. Но это — массы больших галактик вроде нашей Галактики или M 31 — туманности Андромеды, размеры которых на два порядка больше. Если приписать такую массу ядру упоминавшейся сейфертовской галактики NGC 1275, то получим плотность вещества в нем  $10^{-11}$ — $10^{-9}$  г/см<sup>3</sup>, тогда как средняя плотность вещества в нашей Галактике в окрестностях Солнца около  $3 \cdot 10^{-24}$  г/см<sup>3</sup>, а в ядре Галактики порядка  $10^{-18}$  г/см<sup>3</sup>, т. е. все равно на много порядков меньше.

У нормальных галактик излучение в основном генерируется в звездах. Самая эффективная ядерная трансформация  $4H \rightarrow He^4$  связана с превращением 1/130 массы в энергию. С другой стороны, малочисленность квазаров (как и сейфертовских галактик) указывает на кратковременность «квазарного» этапа существования галактик. Если принять, что этот этап длится  $10^8$  лет =  $3 \cdot 10^{15}$  с, то общий запас энергии квазара получается  $10^{62}$ — $10^{63}$  эрг. Такое количество энергии ядерные процессы могут дать лишь при массе, не меньшей  $10^{10}$ — $10^{11} M_{\odot}$ . При этом ничего не останется на нормальное излучение галактики!

Непомерно больших масс и плотностей можно избежать, если будет найден источник энерговыделения, более эффективный, чем ядерные трансформации. Известен лишь один такой источник — гравитация. Выделение гравитационной энергии на единицу массы может быть в 100 раз более эффективным, чем у ядерной энергии. Предположим, что некая сверхзвезда (по гипотезе Хойла и Фаулера) с массой  $10^5$ — $10^7 M_{\odot}$  и размером в несколько парсек вследствие неустойчивости спадает до размеров шварцшильдовского радиуса (см. с. 289), который для объекта в миллион солнечных масс равен 1/50 а. е. или  $10^{-7}$  пк. Такой *гравитационный коллапс* сопровождается огромной потерей потенциальной энергии, которая должна найти себе выход либо в форме выброса отдельных масс с огромными скоростями, либо в форме излучения. Возможно и то и другое вместе.

Как, однако, возможно, что одни части звезды быстро спадают, а другие разбрасываются? Такая возможность открывается, если сверхзвезда находилась в состоянии быстрого вращения или в ней происходили бурные турбулентные движения. Можно допустить, что в квазаре стадия коллапса не достигнута и, сбрасывая часть массы, он отдаляет от себя эту стадию, которая, может быть, и не случится. Самый процесс осуществляется в форме взрыва, охватывающего часть вещества сверхзвезды. Примеры таких взрывов у близких радиогалак-

тик мы видели в предыдущем разделе. Поэтому мы вправе допустить их и у квазаров. В нем могут встретиться все скорости вплоть до таких, которые порождают релятивистские протоны и электроны. Масса их в общем невелика (может быть,  $10^3 M_{\odot}$ ). Более значительные массы движутся медленнее, все больше замедляясь по мере удаления, и мы наблюдаем тогда же расширяющиеся от центра газовые потоки, которые отмечались ранее у нашей Галактики в М 31, М 87, а в более бурной форме в галактиках Сейферта. Что же касается наиболее быстрых облаков плазмы, то они успевают удалиться от материнского тела на значительные расстояния. Расстояния между компонентами радиогалактик оказываются от 1 до 450 кпк, а в рекордном случае 3С 236 (см. выше, с. 441) свыше 5 Мпк.

Так как время жизни релятивистских электронов, способных вызывать их свечение, порядка миллиона лет, эти образования не могут быть старше миллиона лет, и скорости разброса плазмы действительно релятивистские. Симметричный выброс является естественным, как следствие закона сохранения импульса. Впрочем, мы видели, что новейшие радиоинтерферометрические измерения показывают иной раз совсем сложную структуру квазара в пределах долей парсека.

Здесь рассказано о возможном механизме перехода гравитационной энергии в излучение по схеме:

коллапс  $\longrightarrow$  потенциальная энергия  $\longrightarrow$

$\longrightarrow$  кинетическая энергия  $\longrightarrow$  синхротронное излучение.

Альтернативой к нему может служить гипотеза В. А. Амбарцумяна, согласно которой ядра галактик и квазаров являются местом перехода вещества из дозвездного существования в форме сверхплотных тел в обычные для астрономии формы существования в виде звезд или разреженной межзвездной среды. Этот переход также может осуществляться как взрыв, выброс вещества с огромными скоростями и последующее излучение по схеме:

сверхплотное состояние  $\longrightarrow$  кинетическая энергия  $\longrightarrow$

$\longrightarrow$  синхротронное излучение.

В качестве последнего этапа наших схем мы называем синхротронное излучение, поскольку эта форма нетеплового излучения наилучшим образом подходит к описываемой модели, по крайней мере для радиоизлучения. Что касается оптического излучения, а тем более рентгеновского, которое обнаружено по крайней мере у одного квазара 3С 273, то они могут быть и коротковолновым крылом синхротронного излучения и самостоятельным излучением на основе обратного эффекта Комптона, при котором фотоны малой энергии получают в результате встречи с быстрыми электронами дополнительную энергию и становятся крупными квантами с частотой  $10^{14} - 10^{15} \text{ с}^{-1}$ , т. е. с длиной волны от 3 до 0,3 мкм. Если есть релятивистские электроны, то этот механизм совершенно неизбежен, поскольку в квазарах, имеющих малый объем, реализуется очень высокая плотность излучения. Эф-

фективность обратного комптон-эффекта пропорциональна  $(E/mc^2)^2 \cdot u$ , где  $u$  — плотность радиации.

Как оптическое, так и коротковолновое радиоизлучение квазаров во многих случаях оказывается переменным. Более того, некоторые из этих объектов уже гораздо раньше были известны как переменные звезды. Таковы, например, BL Lac, отождествляемая сейчас как квазар VRO 2201+42, или BW Тау, совпадающая с радиоисточником 3С 120 и с компактной галактикой II Zw 0430+05. N-галактика 3С 371 также является переменным радиоисточником.

BL Lacertae стала типичным представителем класса радиоисточников — *лацертид*. Они характеризуются отсутствием линий в оптическом спектре, как будто эта галактика не содержит звезд. На самом деле это свойство относится к очень яркому ядру. Когда при фотографировании оно было прикрыто, вокруг была обнаружена слабая, но гигантская эллиптическая галактика с  $z=0,07$  и  $M_V=-25,7^m$ . Другое название лацертид — *блазары*. Как класс, блазары объединяют внегалактические объекты, такие, как BL Lac и сильно поляризованные квазары. Считается, что они находятся в ядрах гигантских эллиптических галактик, обладают компактным радиоисточником с плоским спектром и сильно поляризованным гладким оптическим или инфракрасным непрерывным спектром. Они подвержены бурной изменчивости. Любопытно, что одна из ближайших к нам галактик Сеп А=NGC 5128 (рис. 181) относится к блазарам.

Давно известная звезда X Соме оказалась N-галактикой с почти сейфертовским эмиссионным ядром (ширина линии  $H_\alpha$  соответствует 4500 км/с). У нее  $z=0,092$ , а оптически она меняется на  $1-3^m$  в течение месяцев, после которых следуют длительные периоды покоя. Во время вспышки 1911 г., когда блеск X Соме достиг  $14,5^m$ , абсолютная величина галактики была  $M=-23^m$ , и можно считать, что в этот период N-галактика превращалась в квазар.

Самое примечательное у этих галактик — сравнительная скоротечность изменений блеска или потока. У 3С 120 блеск упал вдвое за время с декабря 1967 до января 1968 г., 3С 371 изменилась на  $0,15^m$  за неделю и на  $1^m$  за два года, 3С 345 — на  $0,3^m$  за немного часов. Изменчивы и другие сейфертовские галактики (например, NGC 1275) с характерным временем около года. У 3С 273 существенные изменения происходят с нечетким периодом около 13 лет, а у квазара 3С 446 между осенью 1965 и летом 1966 г. фотографический блеск вырос на  $3,2^m$ , т. е. почти в двадцать раз, причем наблюдения спектра указывают на то, что изменения происходили главным образом в непрерывном спектре (излучение которого линейно поляризовано). Увеличения блеска на 100 % происходили на протяжении одного-двух дней.

Столь быстрые изменения у объектов размером в 1 пк представляют странными и даже невозможными, так как свет проходит расстояние в 1 пк за 3,26 года, и невозможно представить себе процесс, который распространяется в веществе квазара со скоростью, большей скорости света. Приходится допустить, что быстрые изменения блеска



или радиопотока у квазаров происходят в каких-то небольших образованиях внутри их сложной структуры, в уплотнениях, узлах и т. п. Но тогда изменения должны быть относительно гораздо более сильными, чем если их приписывать всему квазару.

Быстрые изменения блеска служили одним из главных доводов против космологической природы квазаров. Если это — локальные объекты, с расстоянием от нас в несколько килопарсек, их линейные размеры, при тех же угловых, должны быть в тысячу раз меньше. Поэтому предлагалось считать квазары объектами, выброшенными из Галактики со скоростями, почти релятивистскими. Но поскольку Галактика не представляет собой уникальный объект во Вселенной, можно ожидать, что и другие галактики производили такие выбросы, а тогда среди квазаров должны наблюдаться объекты, приближающиеся к нам, а это не замечено.

Есть еще довод против локального происхождения квазаров. Принимая скромную оценку их массы,  $10^4 M_{\odot}$ , при наблюдаемых скоростях получаем среднюю кинетическую энергию  $10^{58}$  эрг. Но оценки (см. выше) дают общее их число  $10^7$ . Тогда их общая кинетическая энергия  $10^{65}$  эрг, а это по теории относительности эквивалентно массе  $10^{11} M_{\odot}$ , т. е. по л н о й массе большой галактики, тогда как в ядре галактики содержится всего лишь  $10^8 M_{\odot}$ .

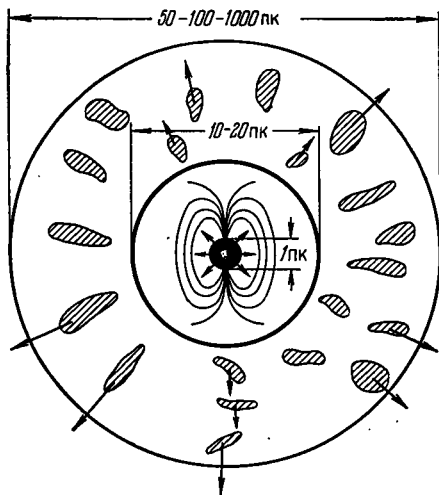
Наличие очень больших гравитационных полей при размерах, близких к шварцшильдовскому радиусу, также позволило бы объяснить наблюдаемые красные смещения (см. с. 220), не прибегая к космологическим расстояниям. Но дело в том, что эмиссионные линии, по которым определяют  $z$  у квазаров, нередко принадлежат к запрещенным, возникающим лишь в разреженной среде. А тогда при малой средней плотности критическое гравитационное поле может возникнуть лишь у масс порядка  $10^{14} M_{\odot}$ . Это — масса среднего скопления галактик, а не одной из них.

В последнее время удалось установить, что пять квазаров лежат внутри границ пяти скоплений. При анализе окрестностей квазара QSOB 264, у которого  $z=0,0953$ , нашли у нескольких соседних галактик почти такое  $z=0,0949$ , а у других, расположенных рядом,  $z=0,165$ ; очевидно, эти галактики принадлежат другому скоплению, а квазар — первому. Таким образом, по крайней мере один из квазаров находится на космологическом расстоянии.

Как было сказано выше, у многих квазаров наблюдаются абсорбционные линии, не совпадающие с эмиссионными и обладающие обычно своим значением  $z$ . Поразительным оказалось то, что у некоторых квазаров существуют две или три системы абсорбционных линий, а у квазара PKS 0237—23 их даже 8. При значениях  $z=2,228$  для эмиссий, для абсорбций найдено  $z=2,2017$ ; 1,9556?; 1,6744; 1,6715; 1,6564; 1,5958; 1,5132 и 1,3646. Как правило,  $z_{\text{abs}} < z_{\text{em}}$ . Легко понять, что противоположный результат был бы странным — ведь абсорбционные линии возникают между источником и наблюдателем, т. е. в местах, более близких к нам, чем источник, и, следовательно, с меньшим  $z$ .

Это могли бы быть облака поглощающих газов в межгалактическом пространстве. Однако такое объяснение приходится отбросить из-за малой плотности межгалактической среды \*). К сожалению, трудности встречаются и при объяснении абсорбционных линий поглощением в газовых облаках, движущихся вблизи излучающих областей квазара, где плотность достаточно высока. В этом случае можно было бы ожидать образование в числе прочих линий поглощения при переходах с метастабильных уровней на более высокие. Этого не наблюдается.

Рис. 186. Трехкомпонентная схема квазара. Центральная сверхплотная область, излучающая высокочастотное излучение радио- и оптического диапазона. Ее окружает более обширная, с ослабленным магнитным полем область длинноволнового радиоизлучения, где энергия электронов уже сильно ослаблена. Большая область содержит в себе разрозненные выбросы, которые могут быть расположены резко односторонне. В них образуются абсорбционные линии



Все же можно приписывать образование абсорбционных линий не очень близким к квазару массам газа, выброшенным из него, именно тем, которые движутся к наблюдателю вдоль луча зрения. Таких масс может быть несколько, что и объясняет несколько значений  $z_{\text{abs}}$ . Среди них могут быть и массы, падающие обратно на квазар. Очевидно, в этом случае может быть  $z_{\text{abs}} > z_{\text{em}}$  (рис. 186).

Популярная модель ядра квазара, подсказываемая многими наблюдениями и находящаяся в согласии с современными теоретическими идеями, представляет собой вращающуюся черную дыру, чье гравитационное поле доставляет энергию для колоссального потока электромагнитных и релятивистских частиц, наблюдаемых при анализе оптического и ультрафиолетового спектра. Значительная часть потока образует пучки, движущиеся в основном с релятивистскими скоростями наружу вдоль оси вращения и питаемыми высокотемпературным аккреционным диском ( $2-4 \cdot 10^4$  K) вокруг черной дыры. Прямое сви-

\*) У галактики 3C 286 с  $z=0,85$  в оптической области из радионаблюдений была обнаружена линия 21 см в поглощении с  $z=0,69$ . Меньшее значение  $z$  свидетельствует о том, что поглощение осуществлялось на более близком расстоянии, но это поглощение не в метагалактическом пространстве, а в слабой, более близкой галактике, находящейся на одном луче зрения с 3C 286.

детельство существования таких, как их называют, «джетов», тянувшихся на парсеки или мегапарсеки, дают радионаблюдения, особенно интерферометрические со сверхдлинной базой (VLBI). При таких наблюдениях обнаруживается «сверхсветовое» распространение прочь от активного ядра узлов, выстроившихся длинным, узким и часто очень прямым рядом джетов, соединяющих ядро с внешним протяженным остатком джетовой активности. Часто наблюдаемая односторонность узких джетов приписывается релятивистскому доплеровскому усилению потока от приближающегося пучка, хотя эта интерпретация менее удовлетворительна на очень больших расстояниях от ядра. Двухсторонние джеты более обычны у объектов низкой светимости, может быть, указывая на, в общем, более низкие скорости.

Центральный «двигатель» окружен плотным облачком ( $10^9$  атомов/см<sup>3</sup>), быстро движущимися облачками или волокнами, которые ионизованы сильным ультрафиолетовым излучением от двигателя и порождает сильные и широкие эмиссионные линии, соответствующие скоростям 2000—20000 км/с. Фотоионизационные подсчеты подсказывают, что облачка простираются на расстоянии от 0,1 до 100 пк от центрального ионизирующего источника, в зависимости от его светимости.

Таким образом, большинство соображений говорит о том, что квазары — космологические объекты, находящиеся от нас на расстояниях миллиардов световых лет, содержащие в себе огромные запасы энергии и излучающие их с необыкновенной щедростью. Самые удаленные из них предстают перед нами как объекты весьма давнего этапа существования Вселенной, — как мы видели выше, порядка десяти миллиардов лет. Это делает их очень ценными для изучения истории Вселенной. Значимость их повышается, если каждый из них представляет короткую эпоху, т. е. если квазары — мимолетные фазы в развитии галактик. Но мы видели, что иначе запасы сохраняемой в них энергии должны быть признаны невероятно большими, такими, что и гравитационная энергия не в состоянии их обеспечить. Можно, конечно, допустить, что в квазарах мы сталкиваемся с пока неизвестными нам законами природы. Но самая малочисленность квазаров говорит в пользу кратковременности их активного существования. Правда, за  $10^{10}$  лет, при долголетию в  $10^6$  лет, их число должно быть в  $10^4$  раз больше, чем фиксируемое сейчас —  $10^7$  — для объектов до  $22^m$ , т. е. вырастает до  $10^{11}$ , а это уже сходно с общим числом галактик до  $22^m$ . Поэтому можно высказать еще одно предположение, что квазар является ранней стадией в развитии каждой галактики. Но в каком отношении они находятся к радиогалактикам типа Cyg A, Vir A и т. п., пока еще неясно.

Заметим себе, наконец, что для обнаружения наиболее удаленных объектов во Вселенной радиогалактики типа Cyg A являются наиболее обещающими, так как их излучение в радиодиапазоне  $10^{44}$  эрг/с остается пока непревзойденным. В настоящее время радиисточники, дающие в метровом диапазоне плотность потока  $0,25 \cdot 10^{-26}$  Вт/(м<sup>2</sup>·Гц),

наблюдаются без труда и локализуются с точностью  $\pm 15''$ . Такая плотность на пять порядков меньше плотности излучения Суг А. Поэтому такой источник, как Суг А, удаленный от нас в 100 раз дальше, останется доступным нашим наблюдениям. Но в оптической области он будет уступать столь же удаленным квазарам.

### СПЕКТРАЛЬНЫЙ ИНДЕКС РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ. ВОЗРАСТ РАДИОГАЛАКТИК

Для характеристики радиогалактик немалое значение имеет спектральный индекс их радиоизлучения, т. е. показатель степени  $\alpha$  в зависимости спектральной плотности потока  $F(\nu)$  от частоты  $\nu$ :

$$F(\nu) \propto \nu^{-\alpha}. \quad (31.1)$$

Как это легко видно из рис. 159, у радиогалактик встречаются разнообразные степени крутизны спектрального распределения. Попадают самые разнообразные значения  $\alpha$  — от 0,3 до 1,7 с резким пиком у  $\alpha=1,0$ . Кроме того, особенно мощные радиогалактики (Суг А, ЗС 48, ЗС 286, ЗС 295 и некоторые другие) имеют спектральное распределение, в котором нет единого значения показателя степени в функции  $F(\nu)$ , т. е. на диаграмме ( $\lg F$ ,  $\lg \nu$ ) вместо прямой линии будет кривая, или же длинноволновая часть спектрального распределения изображается прямой, а коротковолновая — кривой, тем более крутой, чем больше  $\nu$  (ср. распределение энергии у Суг А на рис. 187). То значение частоты  $\nu=\nu_1$ , при котором зависимость  $\lg F(\nu)$  от  $\lg \nu$  перестает быть линейной, может служить критерием возраста радиогалактики.

Конечно, для решения вопроса о возрасте нужно знать механизм свечения радиогалактик. Такой механизм найден пока один: синхротронное излучение релятивистских электронов, как и в случае Крабовидной туманности (§ 29), и он распространяется не только на радиодиапазон, но в какой-то мере и на оптическую часть излучения. Высокая поляризация света, исходящего из выброса в М 87, указывает на синхротронное излучение. Возможно, что очень слабое гало, окружающее двойную галактику источника Суг А, или другой оптически слабый объект — туманность у ЗС 48 — имеет то же происхождение. За оптическое излучение ответственны релятивистские электроны высокой энергии, но так как излучение таких электронов пропорционально квадрату их энергии, то при синхротронном механизме раньше всего будут высвечиваться высокоэнергичные электроны, а потому и ослабляться прежде всего будет высокочастотный участок [см. формулу (28.16)] спектра — вначале оптический, а потом и радиодиапазон — миллиметровый, сантиметровый и т. д. Потери на излучение определяются формулой (в расчете на один электрон)

$$-\frac{dE}{dt} = \beta E^2, \quad (31.2)$$

где коэффициент  $\beta$  в свою очередь пропорционален квадрату напряженности магнитного поля, так что если  $E = emc^2$ , то

$$-\frac{dE}{dt} = 1,6 \cdot 10^{-15} e^2 H^2 \frac{v}{c}, \quad (31.3)$$

т. е. скорость высвечивания будет тем больше, чем сильнее магнитное поле. При магнитных полях от  $10^{-8}$  до  $10^{-5}$  Э потеря электроном с энергией 10,5 БэВ половины своей энергии происходит в  $10^3$ — $10^7$  лет, и именно такие сроки существования радиогалактик представ-

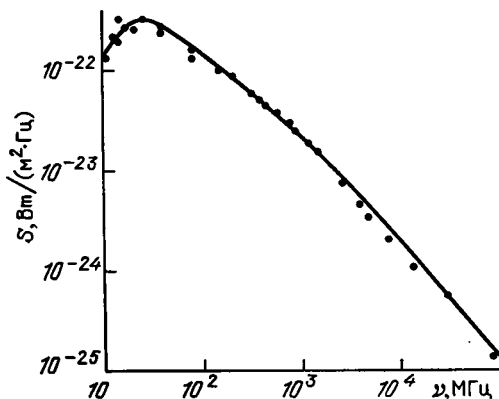


Рис. 187. Радиочастотный спектр радиогалактики Cyg A (3C 405) от 3 мм до 3 м

ляются наиболее правдоподобными. Так, детальный анализ энергетических условий радиоисточника Cyg A приводит к возрасту его (от момента начала бурного радиоизлучения) от 180 до 1300 тысяч лет. Считая, что такое же время протекло и от начала деления галактики, найдем, что радиоизлучающие центры могли удалиться до нынешнего расстояния от оптического центра (15—20 кпк), двигаясь со скоростью не меньшей, чем 100 000 км/с при нижней границе возраста и 15 000 км/с — при верхней.

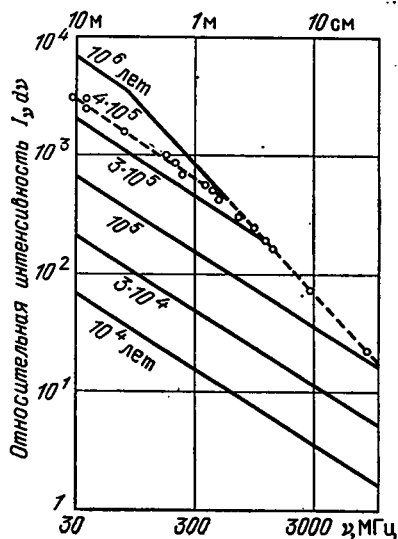
В отсутствие других источников при синхротронном излучении в длинноволновой области (100—10 МГц) должно наблюдаться уменьшение плотности потока  $S_\nu$  с увеличением частоты  $\nu$ , т. е.  $d \lg S_\nu / d \lg \nu < 0$ , как это видно, например, из рис. 187, показывающего спектр Cyg A от  $\lambda = 30$  м до  $\lambda = 3$  мм. Происходит это из-за самопоглощения (реабсорбции) излучения релятивистскими электронами. На самом же деле у многих радиогалактик, в том числе у квазаров, наблюдается либо то же значение производной  $d \lg S_\nu / d \lg \nu$ , что и в коротковолновом спектре, либо еще большее положительное значение. Но это не лишает нас возможности толковать излучение у радиогалактик как синхротронное, так как можно представить себе, что источник состоит из двух компонент: молодой коротковолновой и более старой — длинноволновой с несравненно более крутым спектром, у которого коротковолновая часть на много порядков слабее длинноволновой. Упомянутые выше интерферометрические измерения квазаров подтверждают это, когда дают в более длинных волнах значительно большие размеры, чем в более коротких.

Кроме потерь на синхротронное излучение релятивистские электроны теряют энергию и по другим причинам, из которых наиболее эффективными являются

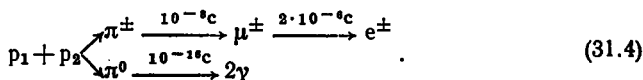
потери вследствие бурного расширения туманности и вследствие обратного комптон-эффекта, когда при встрече с фотоном релятивистский электрон отдает ему значительную часть своей энергии; этот вид потерь особенно эффективен в начальной стадии расширения туманности. С другой стороны, электроны могут и ускоряться при взаимодействии с изменяющимися магнитными полями, если первоначально их энергия была достаточно высока.

Существенно важным для изменения энергетического состава излучающих электронов является также то, было ли образование всех электронов высокой энергии данной радиогалактики единичным актом или они вводились в действие

Рис. 188. Диаграмма, поясняющая оценку возраста радиогалактики Лебедь А (Cyg A). Точка ми обозначены измеренные интенсивности источника (в относительных единицах) для различных частот (длины волн). Прямые линии изображают теоретическое распределение интенсивности спустя  $10^4$ ,  $3 \cdot 10^4$ ,  $10^5$ ,  $3 \cdot 10^5$  и  $10^6$  лет после начала выброса релятивистских электронов и начала синхротронного излучения их. Излом распределения интенсивности происходит у частоты  $\nu_1 = 600$  МГц, что соответствует времени 400 тыс лет от начала выброса электронов



посредством какого-то длительно действующего механизма. Малая доля электронов в первичных космических лучах вокруг Земли позволяет допустить, что они порождаются при столкновении энергичных протонов  $p_1$  с медленно движущимися  $p_2$ . Реакция идет с образованием  $\pi$ -мезонов как заряженных, так и нейтральных, с последующим их быстрым распадом:



Так как число реакций, идущих по верхней и по нижней строкам, приблизительно одинаково, то число космических частиц — релятивистских электронов  $e^+$  и  $e^-$  должно равняться числу  $\gamma$ -квантов. Вместе с тем число электронов и позитронов тоже должно быть одинаково, что пока противоречит эксперименту — в космических лучах позитроны обнаружены в очень малом количестве по отношению к электронам (около 5 %). Другого серьезного постоянно действующего источника релятивистских электронов мы не знаем, но он может быть совсем разным в активно действующей радиогалактике и в наших спокойных галактических окрестностях.

Если у настоящих радиогалактик, имеющих очень высокое значение абсолютной звездной величины ( $M_{pg} \approx -20^m$ ), значительная часть оптического излучения не тривиальна, а имеет синхротронное происхождение, то оно очень быстро

приведет к высвечиванию электронов и синхротронное оптическое излучение за несколько тысячелетий прекратится. Поэтому можно предполагать, что в радиогалактиках происходит ввод в действие все новых и новых релятивистских электронов. Рассмотрим качественно, что будет происходить с радиоспектром такой галактики с течением времени.

Вначале число релятивистских электронов незначительно и радиоизлучение тоже невелико. С поступлением новых электронов излучение растет. Так продолжается, пока не наступит стационарное состояние, при котором поступление релятивистских электронов как раз компенсирует потери излучением. Стационарное состояние будет достигнуто в разное время на разных частотах и раньше всего на высоких частотах — мощное излучение не будет компенсироваться поступлением новых электронов. На более низких частотах оно будет продолжать расти, но и здесь в свое время произойдет перелом — тем позже, чем ниже частота. Согласно сказанному выше очень важно правильно оценить напряжение магнитного поля в радиогалактике. Один из вариантов подсчета возраста радиогалактики Cyg A схематически показан на рис. 188. Однако, повторяем, небольшая ошибка в оценке магнитного поля может изменить оценку возраста на порядок. Так, интенсивное свечение выброса в M87 можно приписать магнитному полю более высокого напряжения, чем в остальной части туманности; конечно, здесь имеет место быстрое высвечивание и, стало быть, это образование в M87 много моложе с той галактики — не старше  $10^6$  лет.

## ОБЩИЕ ЗАПАСЫ ЭНЕРГИИ В ГАЛАКТИКАХ

В решении вопроса о природе радиогалактик и о способах их возникновения важную роль играет определение общих запасов энергии в них и энергии релятивистских электронов, в частности. Мгновенное состояние энергетических запасов особых трудностей для подсчета не представляет. Спектр излучения радиогалактик позволяет перейти к энергетическому спектру релятивистских электронов [см. формулы (28.16) — (28.18) и последующий расчет]. Абсолютное значение радиоизлучения дает возможность получить абсолютное значение общего числа электронов с данной энергией, а затем и полную энергию, которую они несут.

Приблизительно такую же энергию содержит в себе и магнитное поле галактики. Разные оценки приводят к значениям  $10^{58}$ — $10^{60}$  эрг для этих форм энергии в радиогалактиках. Такое количество энергии радиогалактика типа Cyg A может излучить за  $10^7$ — $10^8$  лет, а если иметь в виду, что релятивистские электроны теряют энергию не только путем высвечивания, то для радиогалактик остается совсем короткое существование.

С другой стороны, оптическое излучение галактики с  $M \approx -20^m$  близко к излучению  $10^{10}$  солнц, т. е.  $4 \cdot 10^{43}$  эрг/с или  $10^{60}$  эрг в млрд лет. За  $10^{10}$  лет галактика излучит  $10^{61}$  эрг, если темпы излучения соответствуют современным (скорее, это все же преувеличенная цифра), и поскольку в значительной степени это излучение имеет своим происхождением ядерные процессы, то таковы приблизительно запасы ядерной энергии в гигантских галактиках. Запасы энергии, заключенные в релятивистских электронах, составляют, как мы видим теперь, незначительную долю от ядерной энергии, но расходуются они очень

быстро и это дает им возможность на короткое время выдвигать галактику на первые места как радиогалактику \*).

Как мы видели выше, наибольшие запасы энергии содержатся в квазарах —  $10^{62}$ — $10^{63}$ — $10^{64}$  эрг, но эти цифры вычислены в предположении о существовании квазаров в течение многих миллионов лет, основания для чего — довольно шаткие.

Каковы могут быть источники энергии релятивистских электронов?

Внутри нашей Галактики мы находили их во вспышках сверхновых. Число их не может быть велико и частота вспышек незначительна, так что они поддерживают нетепловое излучение на уровне обыкновенной галактики. В случае радиогалактики нужны темпы в  $10^7$ — $10^8$  раз более высокие. Было высказано предположение, что на некотором этапе жизни Галактики вблизи ее ядра начинается цепная реакция вспышек сверхновых. Здесь плотность звезд высока, звезды близки друг к другу и от вспышек одной сверхновой происходит вспышка другой, третьей и т. д. Внутрядерная энергия звезд в кратковременной вспышке порождает сгусток энергии, который затем быстро расходуется. Однако подобных вспышек не наблюдалось, а теория показывает, что цепная реакция сможет пойти лишь при прямом контакте вспыхивающих звезд, чего также нет.

## § 32. ГАЛАКТИКИ И КОСМОЛОГИЯ

Успешное изучение физических характеристик галактик и распространение исследований на все более отдаленные области Метагалактики делают возможной постановку вопроса о Вселенной как целого — ее устройства и ее развития. Правда, проблема эта ставилась философами еще 2500 лет назад как «космологическая проблема», но ставилась абстрактно, без знания и понимания физической стороны вопроса. В наши дни «космологическая проблема» эволюционировала до состояния развитой науки — космологии, располагающей фактами и математическими теориями, которые проверяются на основе наблюдений.

Основной наблюдательный факт — разбегание галактик, которое описывается законом Хаббла (30.8). Постоянная Хаббла  $H$  имеет размерность обратного времени, так что  $H^{-1}$  имеет размерность времени, и если принять  $H=100$  км/(с·Мпк), то  $H^{-1}\approx 10^{10}$  лет. Это ведет нас к непосредственному истолкованию величины  $H^{-1}$ , как времени, протекающего от нулевых размеров Вселенной, т. е. как возраста Вселенной. Разумеется, это истолкование слишком прямолинейное,

\*) Заметим себе, что если релятивистские электроны имеют вторичное происхождение и основным их поставщиком является реакция (31.4), то энергия, заключенная в релятивистских протонах (судя по малому содержанию электронов в космических лучах), должна быть на  $1\frac{1}{2}$  — 2 порядка выше, т. е. достигает  $10^{60}$  эрг. Заметим еще, что в этом случае радиогалактика должна быть эффективным излучателем  $\gamma$ -квантов. Впрочем, большой поток  $\gamma$ -квантов возникает и от обратного комптон-эффекта. Совершенно достоверных указаний на рентгеновское излучение радиогалактик и квазаров мы имеем мало (Vir A (M 87) и 3C 273, Cen A).



так как предполагает, что константа  $H$  неизменна во времени, иными словами разбегание галактик шло все десять миллиардов лет неизменными темпами. И действительно, возраст некоторых скоплений в нашей Галактике оценивается иногда в  $15 \cdot 10^9$  лет, но ни это значение, ни значение  $H=100$ , как мы видели выше, не претендуют на высокую точность и могут быть ошибочными на множитель порядка двух.

Математически процесс разбегания галактик может быть представлен как систематическое увеличение масштаба Вселенной, происходящее вследствие систематического изменения радиуса кривизны мира, так что расстояние между двумя точками в нем  $r$  в момент  $t_1$ , отсчитываемый от некоторого начального момента  $t_0$ , определяется формулой  $r=r_0 R(t_1)$ , где  $r_0$  — расстояние в момент  $t_0$ , а  $R(t)$  — масштабный фактор.

Как показал еще в 20-х годах нашего столетия ленинградский физик А. А. Фридман, общая теория относительности приводит к обязательному выводу, что Вселенная не может быть стационарной. Собственно, стационарность возможна, но является невероятным событием — так же, как абсолютно точная круговая орбита планеты или точно параболическая орбита кометы. В своей нестационарности мир, его трехмерное пространство может иметь кривизну положительную, нулевую или отрицательную, в зависимости от того, является ли он сферическим (замкнутым), евклидовым или гиперболическим (открытым). В соответствии с этим могут быть построены различные модели мира. С точки зрения неспециалиста наибольший интерес представляет вопрос: является ли наш мир открытым или замкнутым? Теория указывает на значение критической плотности вещества в нем  $\rho_c = = 3H^2/(4\pi G)$ . Если реальная плотность  $\rho > \rho_c$  — мир замкнут, при  $\rho < \rho_c$  открыт. С нашим значением  $H=100$  км/(с·Мпк)  $\rho_c = = 1,9 \cdot 10^{-29}$  г/см<sup>3</sup>, при значении  $H=50$   $\rho_c = 0,4 \cdot 10^{-29}$  г/см<sup>3</sup>.

Какова же действительная плотность вещества в нашей Вселенной? На этот вопрос ответить трудно, так как в Метагалактике кроме вещества, содержащегося в галактиках, имеется еще вещество между галактиками и, в частности, между галактиками, находящимися в скоплениях. Правда, мы видели (см. с. 382), что это вещество — горячий газ, ответственный за рентгеновское излучение, — составляет незначительную долю вещества, сконцентрированного в галактиках, но есть еще пространство между скоплениями, огромные объемы, которые могут содержать большие массы даже при ничтожной плотности вещества в них. С другой стороны, существуют подозрения, что около галактик существуют скрытые массы газа, пыли, составляющие с галактикой одно целое и увеличивающие массу галактики чуть ли не на порядок. Такой вывод является результатом применения к скоплениям галактики теоремы вириала, и мы в § 30 (с. 432) подробно рассмотрели этот вопрос — вопрос о невидимом веществе или о темных массах в скоплениях галактик. Сейчас он весь переносится на Вселенную в целом: по видимому веществу средняя плотность ее получается  $1 \div 2 \times 10^{-30}$  г/см<sup>3</sup>, что явно оставляет Вселенную открытой, тогда как

«вириальные» массы способны ее замкнуть, или хотя бы «довести» пространство до евклидового, найдя  $\rho = \rho_c$ !

Но откуда взять недостающее вещество? Астрономия его не находит. Физики пытаются ввести в рассмотрение различные элементарные частицы, введенные теоретиками по разным поводам: аксионы, гравитино, массивные нейтрино и т. п. До последнего времени считалось, что нейтрино, выделяющиеся в огромных масштабах при термоядерных реакциях в звездах, особенно сверхновых, не обладают массой покоя. В наши дни делаются попытки экспериментально найти их массу, но пока они неудачны. Приходится констатировать, что ни астрономы, ни физики не знают сейчас, что составляет большую часть Вселенной.

Каково прошлое Вселенной? Если считать, что галактики имеют возраст, приблизительно равный  $H^{-1}$  лет, т. е. за это время нового образования не происходило, то галактики с особенно большим красным смещением  $z$  показывают нам себя такими, какими они были много миллиардов лет назад. Если не принимать во внимание красное смещение квазаров, космологическая природа которого оспаривается, и обратиться к обыкновенным радиогалактикам, то на пределе доступности мы найдем галактику ЗС 123, у которой звездная величина  $V=21,7^m$ , а красное смещение  $z=0,637$ , т. е. скорость удаления  $v_r = 0,45 c$ , чему соответствует расстояние 1360 Мпк (при  $H = 100$  км/(с·Мпк) или 4,17 млрд световых лет, т. е. мы наблюдаем ее такой, какой она была примерно половину «возраста Вселенной» назад во времени, вдвое более молодой, чем галактики, нас окружающие. Правда, мы не умеем еще находить какие-либо возрастные различия у тех и у других, поскольку ЗС 123 находится на пределе распознавания.

Несколько позже у другой, еще более слабой ( $22,6^m$ ) галактики ЗС 352 с  $z=0,81$  эффект возраста как будто обнаружен в виде глобального ультрафиолетового избытка с максимумом его не в центре. А, в общем, приходится пользоваться теоретическими построениями для решения таких вопросов. И на пределе мы приходим к состоянию Вселенной в «эпохи», соответствующие значениям  $z=10, 100, 1000 \dots$ , приближаясь к состоянию «начала Вселенной».

В настоящее время наиболее распространена гипотеза «горячей Вселенной», или гипотеза первоначального взрыва (в английской литературе употребляется термин Big-bang theory), согласно которой исходным состоянием нынешней фазы существования Вселенной является «особая точка», при которой масштабный фактор  $R=0$ , а состояние Вселенной до этой точки не рассматривается вовсе.

Поводом для быстрого развития гипотезы горячей Вселенной послужило открытие в радиодиапазоне изотропного фонового излучения, плотность которого  $4 \cdot 10^{-13}$  эрг/см<sup>3</sup>, соответствует температуре около 3 К, о чем было сказано в главе VI (с. 387). Это излучение рассматривается как остаток первоначального огромного выделения лучистой энергии с почти бесконечной плотностью в первые секунды взрыва.

Далее плотность и соответствующая ей равновесная температура  $T$  убывала по закону  $R(t) \cdot T(t) = \text{const}$  и достигла современного уровня 3 К.

Разумеется, явление взрыва сопровождается множеством разнообразных физических процессов, образованием элементарных частиц вещества протонов, нейтронов, электронов и др., которые составили потом отдельные сгущения — будущие галактики. Но мы не имеем возможности рассмотреть здесь эти процессы \*). Прибавим только, что помимо гипотезы горячей Вселенной существуют и другие объяснения фонового излучения.

## ЗАДАЧИ К ГЛАВЕ VII

1. Измеренный поток излучения от туманности Андромеды на частоте  $\nu = 1400$  МГц составляет  $175 \cdot 10^{-27}$  Вт/Гц, на  $1 \text{ м}^2$ . Принимая спектральный индекс туманности равным  $-1$ , определить, во сколько раз излучение туманности в диапазоне  $1 \text{ см} - 10 \text{ м}$  меньше болометрического излучения ее, определяемого по формулам КПА (№ 24). Воспользоваться данными таблицы 20. Найти для этой галактики отношение  $M/L$  в солнечных единицах. Проверить, гармонируют ли данные о радиоизлучении, принятые выше, с определением полного потока от туманности Андромеды на частоте  $\nu = 158$  МГц;  $F_\nu = 7,8 \cdot 10^{20}$  Вт/(Гц·ср) (расстояние до туманности было принято 630 кпк).

2. Воспользовавшись рис. 161, произвести грубое интегрирование спектральной плотности излучения от источника Суг А в радиодиапазоне и найти полную радиоосвещенность от Суг А, сравнить ее с освещенностью в оптической области и вывести свои значения мощности радио- и оптического излучения, исходящего из источника в целом. Необходимые для расчета данные взять из текста. Оптический поток рассчитывать приближенно и в разных предположениях о распределении по спектру, так как точные сведения на этот счет отсутствуют.

3. В процессе решения задачи 2 определить радиоиндекс источника Суг А для частоты  $\nu = 180$  МГц. Сделать то же для радиогалактики Vir A.

4. С помощью формулы (31.3) показать, что уменьшение вдвое энергии электрона вследствие синхротронного излучения происходит за время  $1/\beta E$ , и подсчитать это время для электронов с энергией  $10^9$ ,  $10^{10}$ ,  $10^{11}$  Эв при напряженности магнитного поля  $10^{-4}$ ,  $10^{-5}$ ,  $10^{-6}$  Э. Определить, каков будет при этом сдвиг максимума излучения.

5. Как изменятся значения разных характеристик галактик в таблице 20, если в основу определения расстояний (для далеких галактик) положить значение  $H = 55 \text{ км/(с·МГц)}$ . Написать множители, необходимые для перевода этих характеристик при переходе от одного значения  $H$  к другому.

6. На месте источника 4С 11.50 найдено два квазара, разделенных расстоянием  $4,8''$  с весьма разными  $z$ , а именно,  $z = 0,436$  (4С 11.50а) и  $z = 1,901$  (4С 11.50b). К западу от 4С 11.50а на расстоянии  $10''$  обнаружена галактика  $19^m$ , которая оказалась кучкой из трех галактик. Щель спектрографа была поставлена на две

\*) Для более подробного ознакомления с вопросами, затронутыми здесь, см. список литературы в конце главы, а также 1-е и 2-е издания настоящего «Курса».

более яркие из них и было найдено у обеих  $z=0,434$ . Определить, какое расстояние между ними и квазаром 4C 11.50a? [Не исключено, что 4C 11.50b может быть соседом «а», расположенным несколько сзади него, и его свет испытывает отклонение в гравитационном поле «а».]

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ К ГЛАВЕ VII

1. *Воронцов-Вельяминов Б. А.* Внегалактическая астрономия.—2-е изд.— М.: Наука, 1978.
2. *Амбарцумян В. А.* Об эволюции галактик (Сольевская лекция 1958 г.) // Изв. АН Арм. ССР.— Ереван.—1958.— Т. XI.— С. 10—37.
3. *Ambartsumian V. A.* Problems of extra-galactic research. Invited Discourse 1961 // Transactions of the Intern. Astr. Union.— London.—1962.—XIB.— P. 145—160.
4. Проблемы современной космогонии / Под ред. В. А. Амбарцумяна.— М.: Наука, 1969.
5. *Бербидж Дж. и Бербидж М.* Квазары.— М.: Мир, 1969.
6. *Хойл Ф.* Галактики, ядра и квазары.— М.: Мир, 1968.
7. *Райл М.* Радиогалактики и квазары // Земля и Вселенная.—1968.—№ 3.
8. Итоги науки и техники. Астрономия.— Т. 18.— М.: ВИНТИ, 1985. Статьи А. В. Засова, Э. А. Дибая, М. А. Аракеляна.
9. *Агекян Т. А.* Звезды, галактики, Метагалактики.— М.: Наука, 1982.
10. *Гуревич Л. Э.* Происхождение галактик и звезд.— М.: Наука, 1981.
11. *Засов А. В.* Карликовые галактики.— М.: Знание, 1984.
12. *Псковский Ю. П.* Соседи нашей галактики.— М.: Знание, 1983.
13. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Теория поля.— М.: Физматгиз, 1962.
14. На переднем крае астрофизики: Пер. с англ. / Под ред. Ю. Эвретта.— М.: Мир, 1979.
15. *Зельдович Я. Б.* Теория расширяющейся Вселенной, созданная А. А. Фридманом // УФН.—1963.— Вып. 3.
16. *Зельдович Я. Б., Новиков И. Д.* Релятивистская астрофизика.— М.: Наука, 1967.
17. *Зельдович Я. Б.* Горячая модель Вселенной // УФН, 1966.— Т. 89.— Вып. 4.
18. *Новиков И. Д.* Гравитирует ли вакуум? // Земля и Вселенная.— 1969.—№ 5.
19. *Зельдович Я. Б.* Горячая Вселенная // Земля и Вселенная.— 1969.—№ 3.
20. *Зельдович Я. Б., Новиков И. Д.*— Строение и эволюция Вселенной.— М.: Наука, 1975.
21. *Новиков И. Д.* Эволюция Вселенной.—2-е изд.— М.: Наука, 1983.
22. *Зельманов А. Л.* Статьи в «Физическом энциклопедическом словаре».— М.: Сов. Энциклопедия, 1962; 1962; «Космологическая постоянная», «Космология» (Т. 2.— С. 490, 491—501).
23. *Дибай Э. А.* Нестационарные явления в галактиках.— М.: Знание, 1977.
24. Звезды и звездные системы / Под ред. Д. Я. Мартынова.— М.: Наука, 1981 (статья Л. П. Гришука «Космология»).
25. Происхождение и эволюция галактик и звезд / Под ред. С. Б. Пикельнера.— М.: Наука, 1976 (Гл. 1, 4, 10).
26. *Humason M. L., Mayall N. U., Sandage A. R.* Redshift and magnitudes of extragalactic nebulae // Lick Obs. Bull.—No. 542; Astron. J.—1956.—V. 61.— P. 97—162.
27. *Bondi H.* Cosmology.—Toronto: Cambridge Univ. Press, 1960.

## СОЛНЕЧНАЯ СИСТЕМА. ПЛАНЕТЫ И ИХ СПУТНИКИ

Планетами называются космические тела малых размеров сравнительно с нормальными звездами, малой массы, сравнительно холодные и потому несамосветящиеся. В наше время человечеству известны только планеты, движущиеся вокруг Солнца и образующие вместе с ним Солнечную систему. Невидимые спутники около некоторых звезд (§ 11) обладают массами, как правило, превышающими массы известных нам планет, и потому являются объектами, промежуточными между звездами и планетами. О существовании космических тел, подобных планетам, отдельно от звезд мы ничего не знаем.

Планеты Солнечной системы движутся вокруг Солнца по орбитам, близким к круговым. Направление их движения совпадает с направлением осевого вращения Солнца, а плоскости орбит наклонены друг к другу и к плоскости солнечного экватора под малыми углами. Все эти факты говорят о едином общем для всех планет способе образования.

Планеты Солнечной системы делятся на две группы:

1. Внутренние планеты, или «планеты земной группы», — ближайšie к Солнцу, а именно Меркурий (знак ☿), Венера (♀), Земля (⊕) и Марс (♂).

2. Внешние планеты, или планеты-гиганты, расположенные дальше от Солнца, за кольцом так называемых малых планет или астероидов. Это — планеты Юпитер (♃), Сатурн (♄), Уран (♅) и Нептун (♆). Самая удаленная планета Солнечной системы — Плутон (♇) изучена очень слабо и по физическим характеристикам, возможно, близка к внутренним планетам.

Для планет внутренних характерны малые размеры, высокая плотность, сравнительно медленное осевое вращение и малое число спутников. Планеты внешние имеют несравненно большие размеры, малую среднюю плотность, большое количество спутников и быстрое вращение.

Все эти динамические и геометрические характеристики планет сопоставлены в таблице 22. Большинство приведенных в ней чисел получены в результате продолжительного визуального изучения планет и длительных астрометрических измерений (например, размеры, вращение, спутники). Такие же измерения в комбинации с небесномеханическими соображениями дали массы планет с точностью, вполне достаточной для физических теорий (кроме Плутона). В дальнейшем мы будем заниматься физическими характеристиками планет и способами, которыми эти характеристики были получены. Изучение спутников

Т а б л и ц а 22

## Основные орбитальные и физические характеристики планет Солнечной системы

Название планеты и ее знак	Большая полуось орбиты, а. е.	Сидерический период, годы	Эксцентриситет	Накло- ны к эклип- тике	Экватори- альный радиус, км	Масса, $\oplus=1$	Средняя плот- ность, г/см <sup>3</sup>	Ускоре- ние силы тяжести, см/с <sup>2</sup> на экв.	Скорость ускольза- ния, км/с	Период вращения (звездный)
Меркурий ☿	0,387	0,241	0,206	7°0,2'	2 430	0,056	5,44	372	4,3	88 <sup>d</sup>
Венера ♀	0,723	0,615	0,007	3 23,6	6 052	0,815	5,22	869	10,3	243 <sup>d</sup>
Земля ⊕	1,000	1,000	0,017		6 378	1,000	5,52	978	11,2	23 <sup>h</sup> 56 <sup>m</sup> 4,1 <sup>s</sup>
Марс ♂	1,524	1,881	0,093	1 51,0	3 395	0,108	3,97	372	5,0	24 <sup>h</sup> 37 <sup>m</sup> 22,7 <sup>s</sup>
Юпитер ♃	5,203	11,862	0,048	1 18,5	70 850	317,82	1,30	2301	57,5	9 <sup>h</sup> 55 <sup>m</sup> 41 <sup>s</sup> *)
Сатурн ♄	9,539	29,458	0,056	2 29,5	60 400	95,11	0,71	944	37	10 <sup>h</sup> 14 <sup>m</sup> **)
Уран ♅	19,18	84,015	0,047	0 46,3	24 600	14,52	1,47	967	22	17 <sup>h</sup> 14 <sup>m</sup>
Нептун ♆	30,06	164,79	0,009	1 46,8	23 500	17,23	2,27	1500	25	17 <sup>h</sup> 50 <sup>m</sup>
Плутон ♇	39,75	250,6	0,253	17 8,7	1 600	0,005	1,7	78	1,6	6,4 <sup>d</sup> ***)

\*) 9<sup>h</sup>50<sup>m</sup>5<sup>s</sup>, для широт < 12°.\*\*) 10<sup>h</sup>40<sup>m</sup> для умеренного пояса.

\*\*\*) См. еще с. 567.

совершается теми же методами, но Луна, как ближайшее к нам светило, известна много лучше других, поэтому мы посвятим ей особый параграф.

### § 33. ИЗУЧЕНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ПЛАНЕТ

#### ФОТОМЕТРИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ПЛАНЕТНЫХ ПОВЕРХНОСТЕЙ И АТМОСФЕРЫ

Широкую характеристику планеты дают *фотометрические наблюдения*. Даже качественные наблюдения этого рода позволяют судить, например, о наличии или отсутствии атмосферы планеты.

Так, если отвлечься от очень тонких эффектов, на Луне все детали, как в центре диска, так и на краю его, всегда видны одинаково четко и резко. Наоборот, на Марсе часто бывают затуманены, порой до полной невидимости, хорошо известные детали поверхности планеты. На самом краю его диска детали вообще не видны и диск имеет большую яркость в центре, чем на периферии. Все это — явные свидетельства в пользу существования на Марсе атмосферы: мы рассматриваем поверхность планеты на краю планетного диска под очень косым углом и сквозь значительную толщу атмосферы. Сказанное подтверждается и при наблюдениях покрытий звезд. Когда диск Луны при ее движении среди неподвижных звезд надвигается и закрывает ту или другую из них, блеск звезды несколько не ослабевает до последнего момента мгновенного исчезновения за лунным краем. Наоборот, у Марса (так же, как у Венеры, Юпитера, Сатурна) звезда задолго до геометрического покрытия начинает «угасать», так как при этом ее свет достигает нас после того как прошел через планетную атмосферу (см. об этом подробнее дальше, с. 497).

Для того чтобы качественное высказывание («есть», «нет» атмосферы) заменить количественным — о плотности атмосферы и ее простирации, — необходимы фотометрические измерения. Простейшими являются измерения общего блеска планеты с оценкой отношения отраженного и падающего на планету света. Как известно (КПА 193), это отношение называется *альбедо*. Альбедо ортотропной поверхности (КПА 192) теоретически и практически определяется очень просто, но применение этого понятия к сферическому телу планеты, освещаемой Солнцем сбоку, оказывается трудным и неудобным. Более удобно понятие *сферического альбедо*, к рассмотрению которого мы сейчас и перейдем.

Будем для простоты считать фигуру планеты сферической. Пусть расположение Солнца  $S$ , планеты  $P$ , Земли  $E$  будет таким, как показано на рис. 189 слева. Здесь  $\Delta$  — геоцентрическое расстояние планеты,  $r$  — ее гелиоцентрическое расстояние и  $R$  — гелиоцентрическое расстояние Земли. Плоскость  $PSE$  пересекается с поверхностью планетного шара по большому кругу, именуемому *экватором интенсивности*. В точке  $S$  — *субсоларной* (подсолнечной) точке — Солнце стоит

в зените, а в точке  $E$  Земля стоит в зените. Именно точку  $E$  земной наблюдатель видит в центре видимого диска планеты. Так как Солнце освещает лишь половину планетного шара, то наблюдатель видит часть планетного диска неосвещенной (ущербленный диск). Граница между освещенной и неосвещенной частью называется *терминатором*. Протяженность по экватору интенсивностей неосвещенной части видимого диска равна  $\alpha$  — фазовому углу. Очевидно, что этот угол равен

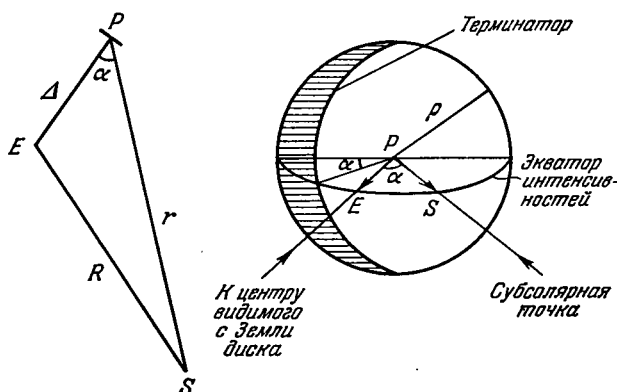


Рис. 189. Взаимное расположение Солнца  $S$ , Земли  $E$  и планеты  $P$  (слева) и сечение плоскостью  $SEP$  планетного шара (справа);  $\alpha$  — фазовый угол

углу между Солнцем и Землей при рассмотрении их с планеты. Фазовый угол просто вычисляется по формуле

$$\sin \frac{\alpha}{2} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{(R + \Delta - r)(R + r - \Delta)}{r\Delta}}. \quad (33.1)$$

Расстояния на момент наблюдения  $R$ ,  $\Delta$  и  $r$  берутся из астрономических ежегодников. Очевидно, что в противостояниях (оппозициях) и в верхних соединениях  $\alpha = 0$ , в нижних соединениях  $\alpha = 180^\circ$ . Угол  $\alpha$  меняется от нуля до  $180^\circ$  только для нижних планет ( $r < R$ ) и для Луны. У верхней планеты наибольшее значение  $\alpha$  достигается, когда Земля по отношению к планете находится в наибольшей элонгации от Солнца; тогда

$$\sin \alpha = \frac{R}{r}. \quad (33.2)$$

Пусть поток света, падающий на планету от Солнца, есть  $\Phi_0$ , а рассеивается планетой по всем направлениям поток  $\Phi$ . Отношение

$$A_s = \frac{\Phi}{\Phi_0} \quad (33.3)$$

называется *сферическим альбедо*.



Пусть  $L_{\odot}$  — внеатмосферная освещенность Земли Солнцем при  $R=1$  ( $L_{\odot}=135\,000$  лк; см. КПА 196). Тогда освещенность Солнцем планеты будет в  $r^2$  раз меньше ( $r$ , как и  $\Delta$ , выражают в тех же единицах, что и  $R$ ). Если  $\rho$  — радиус планеты (выраженный в сантиметрах), то площадь  $d$  и с к а ее есть  $\pi r^2$  и, следовательно, весь поток, падающий на планету, равен

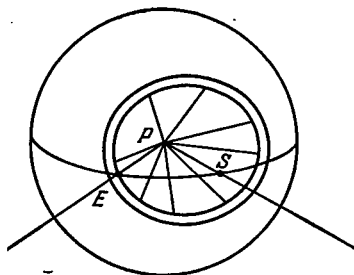


Рис. 190. К расчету освещения планеты Солнцем

$$\Phi_0 = \frac{\pi \rho^2 L_{\odot}}{r^2}. \quad (33.4)$$

Внеатмосферная освещенность Земли планетой равна  $L$ . Согласно формуле (10.8) КПА сила света планеты есть

$$I_{\alpha} = L \Delta^2. \quad (33.5)$$

Построим у центра планеты конус с осью, направленной на Солнце и с полууглом раствора  $\alpha$ , а затем такой же конус с полууглом  $\alpha + d\alpha$  (рис. 190). Пространство между этими конусами определит нам элементарный телесный угол

$$d\omega = 2\pi \sin \alpha d\alpha. \quad (33.6)$$

Элементарный поток в этом телесном угле есть

$$d\Phi = I_{\alpha} d\omega. \quad (33.7)$$

Чтобы подставить сюда значение  $I_{\alpha}$ , заметим, что в выражении (33.5) величину  $L$  можно представить себе с помощью (33.4) как

$$L = \Gamma \frac{1}{\Delta^2} \pi \rho^2 \frac{L_{\odot}}{r^2} \varphi(\alpha), \quad (33.8)$$

где  $\Gamma$  — коэффициент пропорциональности, устанавливающий, какую долю падающего потока планета рассеивает по физическим причинам, а  $\varphi(\alpha)$  учитывает геометрические причины, связанные с изменением светящей в сторону Земли освещенной площади планеты. Функция  $\varphi(\alpha)$  называется *фазовой функцией* планеты. Теперь мы можем написать

$$I_{\alpha} = \Gamma \frac{\pi \rho^2 L_{\odot}}{r^2} \varphi(\alpha). \quad (33.9)$$

Подставив (33.9) и (33.6) в (33.7), найдем после интегрирования

$$\Phi = 2\pi \Gamma \frac{\pi \rho^2 L_{\odot}}{r^2} \int_0^{\pi} \varphi(\alpha) \sin \alpha d\alpha, \quad (33.10)$$

и поэтому сферическое альbedo равно

$$A_s = \frac{\Phi}{\Phi_0} = \pi \Gamma \cdot 2 \int_0^{\pi} \varphi(\alpha) \sin \alpha d\alpha. \quad (33.11)$$

Фактор  $\pi\Gamma$  называют *геометрическим альбедо*:

$$A_{\Gamma} = \pi\Gamma, \quad (33.12)$$

$A_{\Gamma}$  есть отношение действительного блеска планеты при  $\alpha=0$  к блеску абсолютно белого диска того же радиуса и расположенного на том же расстоянии, перпендикулярно к солнечным лучам, а множитель

$$q = 2 \int_0^{\pi} \varphi(\alpha) \sin \alpha \, d\alpha \quad (33.13)$$

называется *фазовым интегралом*. Итак,

$$A_s = A_{\Gamma} q. \quad (33.14)$$

Величину  $A_{\Gamma}$  легко определяют из наблюдений планеты во время противостояний или верхних соединений, когда  $\alpha=0$  и принимают  $\varphi(0)=1$ . Тогда по (33.8)

$$L_0 = \Gamma \frac{\pi \rho^2}{\Delta^2} \frac{L_{\odot}}{r^2} \quad (33.15)$$

и, следовательно,

$$\pi\Gamma = A_{\Gamma} = \frac{L_0}{L_{\odot}} \frac{r^2}{(\rho/\Delta)^2}. \quad (33.16)$$

Здесь дробь  $\rho/\Delta$  есть угловой радиус планеты, выраженный в радианах; его можно заменить через  $\sin \rho''$ . Радиус  $\rho''$  диска планеты, выраженный в секундах дуги, дается в Ежегодниках, как и  $r$  (в астрономических единицах). Пусть звездная величина  $m_0$  планеты в оппозиции (в верхнем соединении) измерена. Та же величина для Солнца есть  $m_{\odot}$ . Логарифмируя (33.16), найдем

$$\lg A_{\Gamma} = 0,4 (m_{\odot} - m_0) + 2 \lg r - 2 \lg \sin \rho''. \quad (33.17)$$

Что касается фазового интеграла, то его нетрудно найти, наблюдая планету при разных значениях фазового угла  $\alpha$ . Действительно, прологарифмировав обе части формулы (33.8) и умножив их на  $-2,5$ , слева получим  $m_{\alpha}$  (планеты) плюс константа, а справа  $2,5 \lg L_{\odot}$  дает нам  $m_{\odot} + \text{константа}$  (та же). Таким образом, при фазе  $\alpha$  блеск планеты

$$m_{\alpha} = -2,5 \lg \pi\Gamma r^2 + m_{\odot} + 5 \lg \Delta r - 2,5 \lg \varphi(\alpha). \quad (33.18)$$

Выделим отсюда величину

$$g = -2,5 \lg \pi\Gamma r^2 + m_{\odot}, \quad (33.19)$$

которая представляет собой звездную величину планеты при  $\Delta=r=1$  и  $\alpha=0$ . Величина  $g$  называется *абсолютной звездной величиной планеты*. В последнее время ее чаще обозначают  $V(1,0)$  или  $B(1,0)$ , если она относится к фотографическим определениям. После того как  $\pi\Gamma$  найдено из наблюдений в оппозицию,  $g$  может быть вычислено, и при измеренном  $m_{\alpha}$  можно найти  $\varphi(\alpha)$  с помощью формулы (33.18). Для ниж-

ней планеты и Луны таким образом можно определить значения  $\varphi(\alpha)$  для ряда значений  $\alpha$ , после чего вычислить фазовый интеграл  $q$ . Для внешних планет это сделать труднее, так как для них, в соответствии с (33.2),  $\alpha$  не превосходит  $48^\circ$  у Марса,  $11^\circ$  у Юпитера, а у Сатурна и последующих планет еще меньше. Рессел из наблюдений нижних планет нашел, что довольно точно соблюдается равенство

$$q = 2,20 \varphi(50^\circ). \quad (33.20)$$

Этой эмпирической формулой можно воспользоваться в случае Марса, но для всех более удаленных планет значения  $\varphi(\alpha)$  приходится экстраполировать до значения  $\alpha = 50^\circ$ , т. е. очень далеко от наблюдаемых значений  $\alpha$ .

Сводка значений геометрического и сферического альбедо для планет и некоторых спутников (у которых можно определить  $\rho$ ) приведена в таблице 23.

Заметим себе, что геометрическое альбедо у шара с идеально белой ортотропной поверхностью (КПА 192) равно  $2/3$  (так как периферические части диска освещаются под очень косым углом). Если планета светит только отраженным светом, то, очевидно,  $A_T$  не может быть больше этого значения, что и подтверждается таблицей 23, за исключением одного случая, где очень высокое значение  $A_T$  у двух спутников Юпитера и спутника Сатурна Реи не очень надежно и нуждается в подтверждении. Значения фазового интеграла  $q$  для четырех планет-гигантов приняты равными 1,65; может быть, это значение слегка завышено. Наоборот, значение  $q = 0,585$ , уверенно выведенное из наблюдений Луны, распространено на другие спутники, вероятно, не всегда с достаточным основанием; в частности, у Титана  $q$  может быть вдвое большим.

Альбедо Земли получено из наблюдений пепельного света Луны. Сравнение яркости дневной и ночной сторон Луны дает возможность сразу сравнить блеск Земли с блеском Солнца ( $L/L_\odot$ ), так как пепельный свет Луны есть рассеянный лунной поверхностью свет освещающей ее Земли. Значение  $A_T$  у Земли очень сильно зависит от облачности на ней и может возрасти на 50% и больше в те сезоны, когда значительная часть поверхности Земли покрыта облаками.

Конечно, альбедо сильно зависит от длины волны падающего света из-за цветовых различий на поверхности планеты и из-за различной способности планетной атмосферы поглощать и рассеивать свет разных длин волн. Так, например, у Марса  $A_s$  меняется от 0,047 при  $\lambda = 405$  нм до 0,30 при  $\lambda = 636$  нм. Наоборот, у Урана и Нептуна альбедо резко падает от голубой к инфракрасной области спектра. Это результат сильного поглощения света молекулами метана  $\text{CH}_4$ , обильного в атмосферах названных планет.

Если отвлечься от такого поглощения, то можно заключить из обозрения данных таблицы 23, что высокая отражательная способность встречается у тех планет, которые обладают атмосферами. Самые низкие альбедо найдены у Луны и у Меркурия, у которых визуальные наблюдения не дают никаких признаков атмосферы.

Вернемся к формуле (33.19). Так как  $\rho$  в ней должно быть выражено в астрономических единицах, то с расстояния в 1 а. е. планета

Таблица 23

Геометрическое альbedo  $A_{\Gamma}$  (в системах  $V$  и  $B$ ) и сферическое альbedo  $A_s$  планет и некоторых спутников, а также их фазовый интеграл  $q$ , фазовый коэффициент  $\gamma_1$  в разложении (33.25) и абсолютная звездная величина  $g$  в системе  $V$  (двоеточием обозначены ненадежные данные)

Планеты, спутники	$A_{\Gamma V}$	$A_{\Gamma B}$	$q_V$	$A_{sV}$	$\gamma_1$	$g$
Меркурий	0,10	0,08	0,563	0,06	0,0368	—0,36 <sup>m</sup>
Венера	0,59	0,49	1,296	0,76	0,0132 *)	—4,29
Земля	0,39		1,095	0,36	0,0130	—3,87
Марс	0,15	0,08	1,04	0,16	0,0149	—1,52
Юпитер	0,44	0,37	1,65	0,73	0,015	—9,25
Сатурн	0,46	0,32	1,65	0,76	0,017	—8,88
Уран	0,56	0,60	1,65	0,93		—7,19
Нептун	0,51	0,62	1,65	0,84		—6,87
Плутон	0,13 :	0,11 :	1,04	0,14		—1,01
Луна	0,12	0,09	0,585	0,067	0,025 **)	+0,21
Юпитер I	0,92 :	0,56	0,585	0,54	0,046 :	—1,99
Юпитер II	0,83 :	0,67	0,585	0,49	0,031 :	—1,53
Юпитер III	0,49	0,41	0,585	0,29	0,032 :	—2,16
Юпитер IV	0,26	0,21	0,585	0,15	0,078	—1,23
Рей	0,82 :	0,73	0,585	0,48		+0,21
Титан	0,12	0,21	0,585	0,12		—1,16
Тритон	0,36	0,32	0,585	0,21		—1,16

\*) При этом  $\gamma_2=0$ ; наоборот, по новым наблюдениям  $\gamma_1=0,0009$  и  $\gamma_2=0,00024$ .  
 \*\*) По другим наблюдениям  $\gamma_1=0,035$ .

видна под углом  $\rho''$ :

$$\rho'' = \rho : \sin 1'' . \quad (33.21)$$

С другой стороны,  $5 \lg \sin 1'' = -26,57$ , а это близко к  $m_{\odot} = -26,80''$  (в системе  $V$ ). Поэтому формулу (33.19) можно переписать так:

$$g = -2,5 \lg A_{\Gamma} - 5 \lg \rho'' - 0,23 . \quad (33.22)$$

Из этой формулы по наблюдаемым значениям  $g$  можно определить геометрическое альbedo планеты, если известен ее угловой радиус, и, наоборот, угловой радиус, если известно альbedo. Последнее важно для оценки размеров астероидов (малых планет), видимые диски которых неощутимо малы (см. об этом дальше, с. 522—525).

Фотометрия отдельных мест диска планеты представляет трудности как экспериментальные, так и при теоретическом истолковании. Фотографический метод определения яркости отдельных деталей протяженных объектов описан на с. 331—335 КПА (§ 19); он без труда может быть обобщен на визуальные и электрофотометрические измерения. Пусть заатмосферное значение яркости элементарной площадки на диске планеты найдено равным  $B$  стильбам. Поставленная рядом с

нею параллельно ей идеально белая ортотропная поверхность имела бы яркость

$$B_a = \frac{L_{\odot}}{r^2} \frac{10^{-4}}{\pi} = \frac{4,3}{r^2} \quad (33.23)$$

(множитель  $\cos i$ , где  $i$  — угол падения света, мы опускаем, так как он одинаков для обеих площадок). Тогда отражательная способность планетной поверхности может быть представлена отношением

$$R = \frac{B}{B_a} = 0,232 Br^2. \quad (33.24)$$

Различные поверхности в зависимости от степени гладкости очень по-разному рассеивают свет в разных направлениях. У поверхности

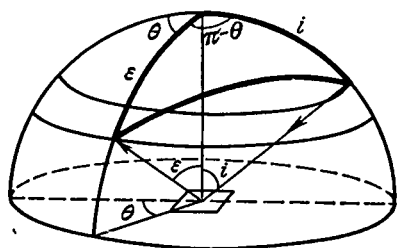


Рис. 191. К условиям диффузного отражения (рассеяния) света, падающего на площадку  $\sigma$

не идеально матовой яркость  $B$  зависит от угла рассеивания (рассматривания площадки)  $\varepsilon$  и даже от угла падения освещающего света  $i$ . Поэтому величина  $R$ , называемая *коэффициентом яркости* поверхности, есть вообще функция  $\varepsilon$  и  $i$  и даже азимута  $\theta$  (рис. 191) направления рассеивания:  $R(i, \varepsilon, \theta)$ . Так, например, глянцевитые или зеркальные поверхности обладают повышенным рассеиванием в направлении  $\varepsilon=i$  и  $\theta=0$ . Чтобы не усложнять чрезмерно рассеивательную характеристику поверхности, за  $R$  принимают значение, выводимое при рассмотрении поверхности в том же направлении, в котором она освещается, т. е.  $\varepsilon=i$  и  $\theta=180^\circ$ . Такой коэффициент отражения называется *светлотой*. Условие  $\varepsilon=i$ ,  $\theta=180^\circ$  осуществляется при наблюдениях планеты в противостоянии или верхнем соединении. При этом устраняется влияние теней, возникающих от мелких и крупных неровностей при боковом освещении. Для многих земных образований светлота определена в разных спектральных участках при разных углах освещения. Выборка из этих определений приводится в таблице 24. При отсутствии у планеты атмосферы, определение светлоты отдельных ее участков и сравнение со светлотой образований, встречающихся на Земле, может служить основанием для догадок о природе деталей поверхности планеты, особенно если параллельно проведены цветовые определения, т. е. сравниваются коэффициенты  $R$  в разных длинах волн.

Разумеется, догадки подобного рода должны высказываться очень осторожно. Так, многие темные места на Луне имеют ту же светлоту, что распаханная чернозем или кокс. Но ни то, ни другое вещество не могут представлять лунную поверхность, лишенную жизни.

Возможность подобных сравнений отпадает в том случае, когда планета имеет атмосферу, потому что атмосфера рассеивает (и поглощает)

солнечное излучение как прямое, так и рассеянное поверхностью планеты. Количественный анализ фотометрических эффектов, вносимых атмосферой, относится к числу труднейших задач теоретической фотометрии и, разумеется, не может быть сделан здесь, за исключением самых общих замечаний.

Трудность задачи состоит в том, что свет, рассеиваемый в атмосфере молекулами газов или неоднородностями их распределения, или, наконец, взвешенными в атмосфере твердыми и жидкими мелкими

Таблица 24

Светлота  $R$  (см. (33.24)) некоторых поверхностей, встречающихся на Земле, а также метеоритов (визуально)

Вещество	$R$ *)	Вещество	$R$ *)
Снег	0,9—0,5	Песчаники	0,22
Облака (сверху)	0,9—0,6	Глины, сланцы	0,25
Известняки	0,56	Граниты	0,24
Пески	0,34—0,29	Базальты	0,14
Лед	0,37	Метеориты каменные	0,18
Вода	0,45—0,03	Кора плавления метеоритов	0,05
Трахитовая лава	0,100	Чернозем	0,06
Базальтовая лава	0,06		

\*) Указаны предельные значения, зависящие от угла освещения.

частицами — аэрозолями, после первого рассеяния испытывает повторное рассеяние второго, третьего и т. д. порядка, в результате чего каждая точка поверхности планеты освещается не только прямыми солнечными лучами, но и всем небосводом, распределение яркости по которому зависит от того, как атмосфера рассеивает свет в разных направлениях. Один атмосферный эффект нетрудно предугадать. Вместо узко направленного параллельного пучка солнечных лучей каждое место поверхности планеты освещено еще со всех сторон небосводом, и это рассеянное излучение сильнее у мощной атмосферы. Когда нет атмосферы, неровности поверхности планеты сильно снижают среднюю яркость ее действием густых теней, занимающих тем большую площадь, чем больше фазовый угол  $\alpha$  освещения планеты Солнцем. Освещение атмосферой смягчает тени и поэтому зависимость полного блеска от угла фазы также смягчается.

Обычно звездную величину планеты представляют в виде

$$m_{\Delta=r=1}(\alpha) = g + \gamma_1\alpha + \gamma_2\alpha^2 + \gamma_3\alpha^3 + \dots \quad (33.25)$$

Коэффициент  $\gamma_1$  называется фазовым коэффициентом. Как правило, он самый большой из всех коэффициентов  $\gamma$  и характеризует зависимость  $m$  от  $\alpha$  в первую очередь.

Из таблицы 23 видно, что этот коэффициент наибольший у планеты Меркурий и у Луны, достоверно лишенных атмосферы, и наименьший у планет с мощной атмосферой — Венеры, Земли, Юпитера, Сатурна. То, что он мал у Марса, имеющего слабую атмосферу, говорит о том, что поверхность Марса очень гладкая (речь идет о микро-рельефе). Наоборот, большие значения  $\gamma_1$  у спутников Юпитера указывают как будто на отсутствие атмосфер.

Рассеивающую способность атмосферы характеризует *индикатриса рассеяния*. Так называется функция  $f(\theta)$ , выражающая вероятность

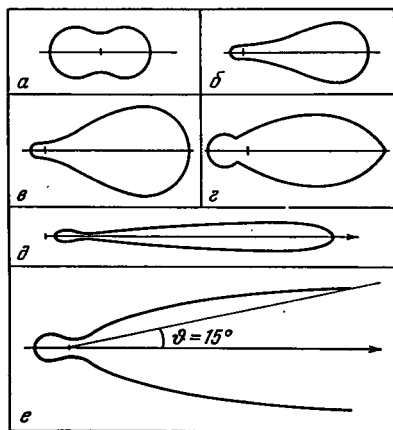


Рис. 192. Различные виды индикатрис рассеяния (сечение пространственной индикатрисы плоскостью, содержащей направление падающего луча). а — рэлеевское рассеяние очень малыми частицами; б — рассеяние более крупными частицами; в — индикатриса по измерениям рассеяния в чистом воздухе у поверхности Земли; г — рассеяние земной атмосферой, выведенное из распределения яркости по небесному своду; д — индикатриса рассеяния в слоистых облаках; е — индикатриса рассеяния атмосферы Венеры, полученная В. Б. Соболевым из фазовой кривой для Венеры

рассеяния кванта света в направлении, составляющем угол  $\theta$  с направлением распространения света (см. рис. 191). Сама вероятность рассеяния в пределах телесного угла  $d\omega$  есть

$$f(\theta) \frac{d\omega}{4\pi},$$

и очевидно, что функция  $f(\theta)$  должна удовлетворять условию

$$\int_{(4\pi)} f(\theta) \frac{d\omega}{4\pi} = 1. \quad (33.26)$$

Наглядно индикатрису рассеяния удобно представлять графически в виде полярной диаграммы, соединяя концы векторов, направленных по разным направлениям  $\theta$  и имеющих длину, пропорциональную  $f(\theta)$ . Несколько таких индикатрис показано на рис. 192.

Очень малые частицы рассеивают по закону Рэлея (КПА 299). В этом случае индикатриса выражается формулой

$$f(\theta) = \frac{3}{4} (1 + \cos^2 \theta), \quad (33.27)$$

а графически выглядит как симметричная фигура, вытянутая вдоль направлений  $\theta=0$  и  $\pi$  и сжатая при  $\theta=\pi/2$  и  $3\pi/2$  (рис. 192, а). Для

простоты расчетов функцию (33.27) иногда аппроксимируют сферической индикатрисой  $f(\theta)=1$ . Такая аппроксимация не годится для представления рассеяния более крупными частицами, сравнимыми по размерам с длиной волны падающего света, так как в этом случае имеется очень большое рассеяние «вперед» при  $\theta=0$ , пример чего можно видеть на рис. 192, б. Теория позволяет предсказать вид фазовой функции, величину альбедо и степень потемнения к краю у диска планеты для разных индикатрис рассеяния и в разных предположениях об относительной роли поглощения и рассеяния при экстинкции света в планетной атмосфере. Наоборот, индикатрису рассеяния можно получить по наблюдаемым  $A_s$ ,  $\varphi(\alpha)$  и потемнению к краю. Затруднения здесь вносит отражение от самой поверхности планеты — подстилающей поверхности. Если эти две составляющие удастся разделить, то при правильном определении физической природы рассеивающего агента (чистый газ, частицы больших или малых размеров) можно сделать правильное заключение и о мощности атмосферы вплоть до значения атмосферного давления у ее основания. Однако правильное решение получить бывает трудно.

Возвращаясь к рис. 192, замечаем, что индикатрисы рассеяния земной атмосферы также вытянуты «вперед», что вызвано взвешенными в атмосфере аэрозолями. Вытянутость особенно велика при рассеянии света на крупных капельках воды, составляющих слоистые облака. Она велика при рассеянии в атмосфере Венеры, что, конечно, говорит о наличии в ней взвешенных крупных частиц. Неточность фотометрических наблюдений Венеры вблизи ее нижних соединений, когда  $\alpha \approx 180^\circ$  и  $\theta=0$ , не позволила установить индикатрису для углов  $\theta < 15^\circ$ .

Пример трудностей, возникающих при интерпретации фотометрических наблюдений на дисках планет с малой атмосферой, дает Марс, для которого разные методы дают весьма различные результаты (см. с. 513—515).

## ПОЛЯРИМЕТРИЯ ПЛАНЕТ

Естественно стремление дополнить при изучении планетных атмосфер и поверхностей фотометрический анализ другими средствами. Ближе всего к фотометрическому методу стоит метод *поляриметрический*.

В планетных исследованиях обычно ищут интенсивность световых колебаний (электрического вектора) в плоскости  $I_1$ , перпендикулярной к экватору интенсивностей (рис. 193), и в параллельной ему плоскости  $I_2$ . Если эти два значения неравны, значит, свет, отраженный планетой, поляризован (свет, приходящий от Солнца, свободен от поляризации). Мерой поляризации считают отношение

$$P = \frac{I_1 - I_2}{I_1 + I_2}, \quad (33.28)$$

причем оно может быть и отрицательным. Обычно его выражают в процентах (%) или промилле (‰).



Механизм поляризации света при диффузном отражении (рассеянии) весьма разнообразен в зависимости от преломляющих и отражающих свойств рассеивающей поверхности или среды. Он связан со степенью раздробленности рассеивающего вещества и его способностью поглощать свет. Конечно, для малых частиц, сравнимых с длиной волны падающего света, поляризация сильно зависит от длины волны. Если от поверхности отражается доля света,  $I_s$ , с поляризацией  $P_s$ , то

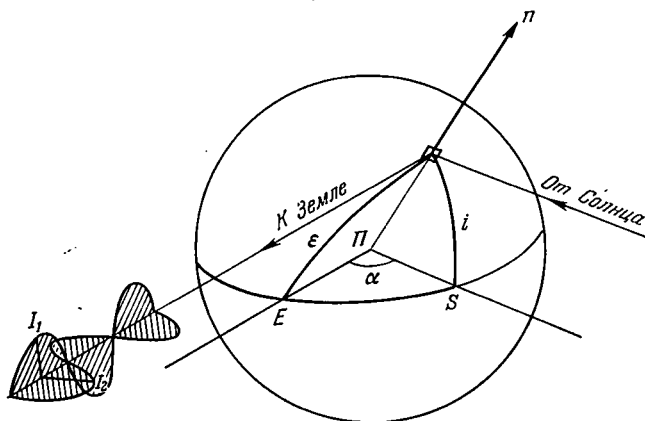


Рис. 193. К поляризации света, отраженного планетой

другая доля,  $I_i$ , проникает внутрь вещества, где частично поглощается. Часть  $\tau$  выходит снова наружу поляризованной до  $P_i$ , так что общая поляризация будет

$$P = \frac{P_s I_s + P_i \tau I_i}{I_s + \tau I_i}. \quad (33.29)$$

Как известно, при зеркальном отражении сильна положительная поляризация ( $I_1 > I_2$ ). Если отражающая среда состоит из элементов, имеющих плоскую границу, и их ориентировка в пространстве более или менее одинакова, то будет наблюдаться сильное зеркальное отражение — большая интенсивность для точки планеты, где  $i = \epsilon$ , т. е. посередине между точками  $S$  и  $E$  на рис. 189 и 193, а также значительное усиление поляризации. Если падающий свет сильно поглощается, то поляризация смягчается. Наконец, атмосфера со взвешенными в ней аэрозолями дает свою сложную картину поляризации, которая может полностью затушевывать поляризацию от подстилающей поверхности. Крупные частицы, особенно водяные капельки и кристаллики, вносят очень сложную зависимость поляризации от угла фазы, так как в них происходят правильные отражения, внутренние и внешние (которые, в частности, приводят к явлению радуги). Суммарное действие поверх-

ности и атмосферы приводит к поляризации

$$P = \frac{P_s I_s + P_a I_a}{I_s + I_a}, \quad (33.30)$$

где индекс  $a$  относится к рассеянию в атмосфере. Для чистой атмосферы или атмосферы с весьма мелкими взвешенными частицами действует закон рассеяния Рэлея:

$$I_a = KZ \left( \frac{\lambda_0}{\lambda} \right)^4 (1 + \cos^2 \theta), \quad (33.31)$$

где  $Z$  — толщина рассеивающей атмосферы. Зависимость  $I_a$  от  $\theta$  сопровождается и зависимостью поляризации от  $\theta$ :

$$P_a = \frac{\sin^2 \theta}{1 + \cos^2 \theta}, \quad (33.32)$$

так как одна из составляющих  $I_a$  есть единица, а другая  $\cos^2 \theta$ . Насколько велика роль атмосферы при поляризации, видно из рис. 194, показывающего поляризацию зеленого луга при измерениях, выполненных на нем самом ( $A$ ) и с аэростата на высоте 1000 м ( $B$ ). Совершенно естественно, что отделить поляризацию атмосферы планеты от поляризации поверхности можно, если наблюдать ее в разных местах диска: с приближением к краю диска роль атмосферы усиливается. Наоборот, отделить поляризацию атмосферными молекулами от поляризации атмосферными аэрозолями, если они имеют размеры меньше  $\lambda$ , невозможно, и лишь при больших размерах можно использовать то обстоятельство, что в степенной зависимости рассеяния от длины волны  $\lambda^{-\alpha}$  показатель  $\alpha$  убывает с ростом  $\lambda$ . Для этой цели нужны уже спектрополяризованные наблюдения.

Разные вещества, исследованные в лаборатории, как сказано выше, дают очень разнообразные поляризационные кривые  $P(\theta)$ , но, к сожалению, их уподобление наблюдаемым планетным кривым редко удается провести однозначно.

Различные детали поверхностей планет имеют различный цвет; атмосфера, если она есть, вносит свои изменения в окраску поверхности. Отражательные свойства и поверхности и атмосферы различны в разных участках спектра, так же как и их поляризация. Изучать их изменения с длиной волны часто бывает затруднительно из-за больших потерь света в спектрографах. Наоборот, изоляция широких спектральных участков с помощью светофильтров возможна и полезна

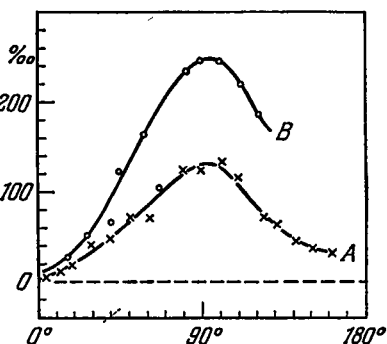


Рис. 194. Поляризация света при отражении его поверхностью луга ( $A$ ). То же при наблюдении с высоты 1000 м ( $B$ )

в ряде случаев. Колориметрия планет практикуется часто, и ее результаты будут нами рассматриваться дальше в применении к каждой планете отдельно.

### СПЕКТРАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ПЛАНЕТНЫХ АТМОСФЕР

Спектральные исследования планет отличаются большой глубиной информации и служат в первую очередь для качественного и количественного изучения химического состава атмосфер.

Проходя через атмосферу планеты, солнечный свет испытывает в ней рассеяние по всему спектру и поглощение в избранных частотах, после чего в спектре планеты появляются линии или полосы поглощения, совершенно аналогичные теллурическим линиям, образующимся в земной атмосфере. Если атмосфера планеты содержит те же газы, что и земная атмосфера, то соответствующие линии (полоса) просто сольются с теллурическими и усилят их. Но такое усиление трудно заметить, когда атмосфера планеты мала или бедна исследуемым газом. В этом случае на помощь приходит доплеровское смещение планетных линий относительно теллурических при условии, что для наблюдения планеты выбирают такое время, когда она быстрее всего движется относительно Земли (у элонгаций и квадратур). Конечно, при таком способе требуется высокая дисперсия спектрального аппарата, очень сухая погода при попытках обнаружить водяные пары, а вообще — наблюдения с высоких гор, чтобы ослабить теллурические линии. Еще лучше проводить наблюдения с помощью телескопов, поднятых в стратосферу или даже за пределы земной атмосферы. После успешных полетов АМС серий «Венера», «Марс», «Маринер», «Викинг», проанализировавших атмосферы Венеры и Марса с близких расстояний или непосредственным зондированием атмосферы, описанный метод потерял значение.

Другое дело — анализ планетных атмосфер на газы, отсутствующие или слабо представленные в земной атмосфере. Тогда простое сравнение спектра планеты с солнечным спектром (удобнее фотографировать спектр Луны) сразу дает возможность сказать, есть ли данный газ в атмосфере планеты. Таким образом, в атмосфере Венеры был обнаружен углекислый газ (рис. 195), а потом такое же открытие было сделано по спектру Марса. Достаточно одного взгляда на спектры внешних планет, чтобы увидеть там мощные полосы поглощения, которые при сравнении с лабораторными источниками оказываются полосами аммиака  $\text{NH}_3$  и метана  $\text{CH}_4$  (рис. 196).

Наиболее сильные полосы поглощения водяных паров, углекислого газа, окиси азота и других газов, представляющих интерес для астрофизика, расположены в инфракрасной области спектра. К сожалению, вся ближняя инфракрасная область от 1 до 100 мкм содержит мощные полосы поглощения водяного пара, так что земная атмосфера прозрачна для солнечного и планетного излучений лишь в промежутках между этими полосами, а два таких промежутка — в окрестностях 4,2 мкм и от 14 до 16 мкм — заполнены очень сильными полосами  $\text{CO}_2$ . Вот

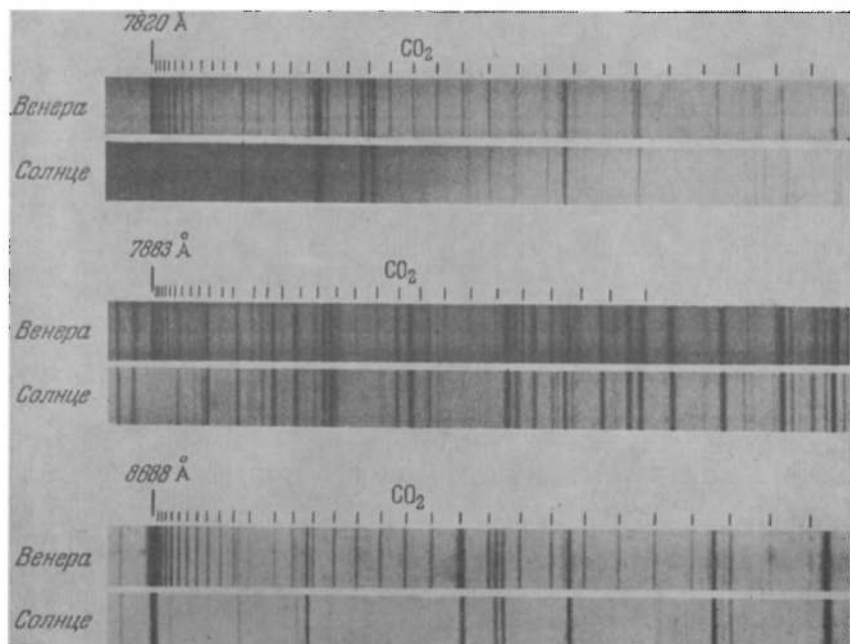


Рис. 195. Три спектра Венеры в ближайшей инфракрасной области в сравнении со спектром Солнца. У Венеры хорошо видны линии молекулярных полос  $\text{CO}_2$ , отсутствующие в спектрах Солнца. (Фотография Данэма на обсерватории Маунт Стромло в 1964 г.)

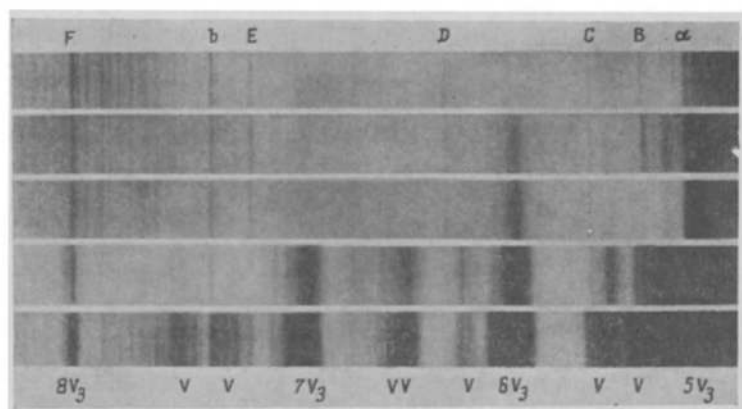


Рис. 196. Спектрограммы Луны (вверху) и четырех внешних планет (сверху вниз): Юпитера, Сатурна, Урана и Нептуна, показывающие прогрессивное усиление полос поглощения метана по мере возрастания удаления планет от Солнца

почему поиски газов планетных атмосфер, с одной стороны, выгодно производить в инфракрасных лучах, а с другой стороны, выгода эта ограничена.

Ультрафиолетовое излучение Солнца в свою очередь очень сильно поглощается в атмосферах планет, но это поглощение — непрерывное, связанное с диссоциацией соответствующих молекул. Так, диссоциация молекулы озона  $O_3$  делает земную атмосферу непрозрачной в области  $\lambda < 3000 \text{ \AA}$ . При более коротких длинах волн включается диссоциация кислорода и азота, их ионизация активно задерживает излучения с длиной волны меньше  $1000 \text{ \AA}$ . Разумеется, исследование атмосфер планет, основанное на этих явлениях, возможно только с аппаратов, летающих выше земной атмосферы. Но в атмосферах планет возможно присутствие газов с активным непрерывным поглощением в более близких к видимой областях спектра и это может служить средством для анализа планетной атмосферы (см., например, об ультрафиолетовом поглощении в спектре Венеры на с. 500). Молекулы многих газов имеют полосы поглощения также и в радиочастотном диапазоне. Собственное радиоизлучение планеты, проходя через атмосферу, испытывает поглощение в определенных частотах и это может быть обнаружено при наблюдениях с радиоспектрографом путем сравнения интенсивности излучения в частоте полосы и в расположенном рядом месте спектра.

Количественный анализ химического состава планетных атмосфер сопряжен с рядом трудностей. Как и при анализе звездных атмосфер, мерой поглощения излучения служит эквивалентная ширина  $W$  линии (КПА 420), входящей в состав полосы или уединенной, т. е. недостача света в линии, выраженная в единицах излучения соседнего участка непрерывного спектра. Конечно, эквивалентная ширина есть прежде всего функция числа поглощающих молекул на пути светового луча от Солнца через атмосферу к поверхности планеты и обратно — через атмосферы планеты и Земли — к земному наблюдателю. Но, кроме этой зависимости, эквивалентная ширина линии зависит от общей плотности атмосферы планеты, т. е. от содержания в ней других газов, и от атомно-молекулярных параметров, определяющих данный спектральный переход.

Если знать эти последние, то из наблюдения нескольких полос, сильных и слабых, можно определить и парциальное давление данного газа и общее давление атмосферы на поверхности планеты, если даже остается неизвестным, какой именно газ преобладает в составе атмосферы. Те полосы поглощения, которые состоят из многочисленных сильных линий, так что они сливаются при относительно малой дисперсии, применяемой обычно в инфракрасной области, позволяют найти произведение содержания в атмосфере данного газа (в атм·см) на общее атмосферное давление, тогда как слабые линии, выделяемые в состав маломощной полосы, позволяют определить только содержание данного газа. Казалось бы, отсюда легко найти общее атмосферное давление или, точнее, упругость газов в основании атмосферы,

выраженную в дин/см<sup>2</sup> или в мм ртутного столба по показанию барометра-анероида (не ртутного!). К сожалению, конечные результаты не заслуживают полного доверия из-за неуверенности теории, и оттого более верный путь состоит в моделировании атмосферы путем спектрографирования солнечного света, прошедшего много раз внутри длинной трубы, наполняемой исследуемым газом при разных давлениях его и разных правдоподобных примесях — азота, кислорода, аргона и т. п., которые могли бы встретиться в атмосфере внутренней планеты (по аналогии с Землей), или водорода, гелия в случае внешних планет. У этого метода есть лишь один слабый пункт — невозможность воспроизведения в узкой трубе всех условий рассеяния света, которые осуществляют в реальных планетных атмосферах.

Пример подобного определения мощности атмосферы мы встретим далее на с. 498, 513. Обычно мощность атмосферы планеты в отношении того или иного газа выражают в атм·см, т. е. приравнивают высоте столба газа, находящегося при нормальном атмосферном давлении и температуре 0 °С. Эта величина, очевидно, прямо пропорциональна числу молекул газа, содержащихся в атмосфере. Для сравнения приведем выраженное в тех же единицах содержание различных газов в земной атмосфере:

Азот	625 000	Неон	14
Кислород	168 000	Гелий	4,2
Аргон	7 400	Водород	0,4
Водяные пары	3 000*)	Метан	1,2
Углекислый газ	220	Озон O <sub>3</sub>	0,3

### СПЕКТРАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВРАЩЕНИЯ ПЛАНЕТ

Спектр планеты позволяет решить еще одну задачу — найти период осевого вращения планеты, если даже на ее поверхности нет никаких деталей, которые могли бы послужить для непосредственного наблюдения вращения. Метод основан, конечно, на применении эффекта Доплера. Какая-либо точка поверхности вращающейся планеты около лимба, особенно вблизи экватора ее, может иметь значительную скорость по лучу зрения, как относительно Солнца  $\frac{dr}{dt}$  (КПА 484), так и относительно земного наблюдателя  $\frac{d\Delta}{dt}$  (там же \*\*). Это вызовет смещение спектральной линии относительно ее положения у центра планеты в фиолетовую сторону на приближающемся крае и в красную сторону на удаляющемся крае лимба. В целом вся спектральная линия, если изображение планеты ложится на щель спектрографа своим экватором, будет наклонена сравнительно с лабораторными спектральными линиями тем больше, чем быстрее вращается планета. При этом воз-

\*) Колеблется между 300 и 5000 атм·см, 1245 атм·см соответствуют 1 см осажденных осадков.

\*\*) Под  $r$  и  $\Delta$  понимаем соответственно гелио- и геоцентрическое расстояние от наблюдателя рассматриваемой точки планеты.

можно дифференциация линий, просто отраженных планетой, от линий, возникших в атмосфере планеты. Для первых смещение концов линий относительно середины должно равняться (КПА 484)

$$\frac{\Delta_1 \lambda}{\lambda} = \frac{1}{c} \left( \frac{dr}{dt} + \frac{d\Delta}{dt} \right),$$

т. е. для оппозиции

$$\frac{\delta_1 \lambda}{\lambda} = \frac{4\pi R}{cP}, \quad (33.33)$$

так как приблизительно  $\frac{dr}{dt} = \frac{d\Delta}{dt}$  = скорости вращения планеты на экваторе, а именно  $2\pi R/P$ , где  $P$  — период вращения. Наоборот, для линий, возникших в атмосфере планеты, справедлива формула

$$\frac{\delta_2 \lambda}{\lambda} = \frac{1}{c} \frac{d\Delta}{dt}, \quad (33.34)$$

так что их наклон вдвое меньше:

$$\delta_2 \lambda = \frac{1}{2} \delta_1 \lambda. \quad (33.35)$$

Различия наклона солнечных и планетных линий хорошо видны на рис. 197, воспроизводящем участок спектра Сатурна.

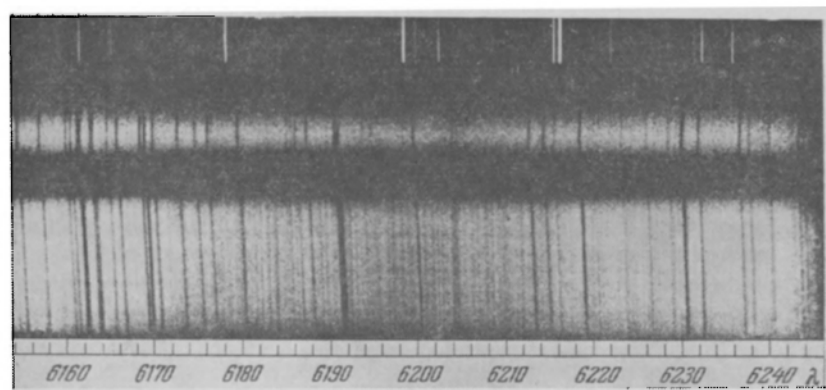


Рис. 197. Спектр Сатурна и его кольца в области метановой полосы  $\lambda$  6190. Фраунгоферовы линии солнечного спектра, отраженные поверхностью планеты, имеют продолжение в спектре кольца (верхняя полоска), а линии метана присутствуют только в спектре планеты. Они наклонены вдвое меньше, чем солнечные линии, как того требует теория (щель спектрографа располагалась приблизительно вдоль экватора Сатурна). В спектре кольца линии наклонены в противоположную сторону, указывая на более медленное вращение внешних частей

Если знать период вращения и измерять по наклону линий экваториальную скорость вращения, то может быть найден экваториальный радиус планеты, даже если диск планеты очень мал и не поддается измерениям. Так, например, был определен радиус Нептуна. В этом случае может быть решен также другой важный вопрос — вращается

ли планета так же, как и все другие планеты, с запада на восток или в противоположном направлении? Существенно при этом расположить щель спектрографа перпендикулярно к оси вращения планеты. Если положение последней заранее неизвестно, то делают пробы, поворачивая спектрограф по позиционному углу.

### ПЛАНЕТНЫЕ ТЕМПЕРАТУРЫ. ТЕОРИЯ. РОЛЬ АТМОСФЕРЫ

Очень важной физической характеристикой планеты служит температура ее поверхности. Если планета лишена атмосферы и единственным источником тепла ее является облучение Солнцем (инсоляция), то вычислить среднюю температуру поверхности планеты просто. Потоки тепла на планету и Землю обратно пропорциональны квадратам их средних расстояний  $a$  от Солнца, а излучают они в пространство пропорционально четвертым степеням своих абсолютных температур  $T$ . Поэтому средняя температура планеты  $T$  может быть сравнена со средней температурой Земли (288 К) согласно пропорции

$$\frac{T}{288 \text{ К}} = \frac{1}{\sqrt[4]{a}}, \quad (33.36)$$

при условии, что излучательная способность планеты такова же как у Земли. На самом деле этот примитивный расчет нуждается во множестве поправок.

Во-первых, средняя температура Земли 288 К есть результат не только инсоляции, но и потока тепла из недр ее. Каково абсолютное значение этого собственного теплового потока Земли, трудно установить точно; во-вторых, у каждой планеты существует свой поток тепла изнутри, значение которого может быть лишь предметом гаданий; в-третьих, очень существенна роль атмосферы.

На примере земной атмосферы мы видели, что в инфракрасной области атмосфера особенно эффективно задерживает излучение благодаря присутствию в ней молекул воды и углекислого газа. Эту роль могут выполнять и другие молекулы, в земной атмосфере не встречающиеся. Между тем собственное излучение планеты падает как раз на инфракрасную область. Как показывает закон смещения Вина (КПА 392), для температуры 200—250 К максимум излучения у абсолютно черного (или серого) тела должен лежать в области 14,5—11,6 мкм, где и водяные пары и углекислый газ имеют мощные полосы поглощения. При более высоких температурах, 300—400 К, сохраняется то же положение (максимум излучения приходится на 10—8 мкм). В то же время атмосфера, подобная земной, т. е. богатая азотом, кислородом, углекислым газом, аргоном, водяными парами, свободно пропускает солнечное излучение, максимальная мощность которого приходится на длины волн 0,5—0,4 мкм. Под действием этого излучения поверхность планеты нагревается до 200—300—400 К, нагревается и атмосфера как поглощением излучения, так и через конвективное перемешивание, а расход тепла в мировое пространство через луче-



испускание идет экономно из-за поглощения излучения в инфракрасной области. В конечном счете должно установиться равновесие между притоком тепла и его расходом, но в такой обстановке он установится на более высоком температурном уровне: температура планеты окажется значительно выше, чем то следует из формулы (33.36).

Описанное явление носит название «парникового (или тепличного) эффекта», так как сравнительно высокая температура в теплицах устанавливается благодаря сильному поглощению инфракрасного излучения оранжевым стеклом.

Итак, атмосфера повышает среднюю температуру планеты и, кроме того, смягчает различия между дневной и ночной температурой, так как задерживает охлаждение поверхности в ночное время.

Рассмотрим вопрос с математической стороны. Пусть  $Q$  — солнечная постоянная (КПА 450), т. е. поток энергии, падающий от Солнца на  $1 \text{ см}^2$  поверхности Земли на уровне самой верхней ее атмосферы при расстоянии Земля — Солнце, равном 1 а. е. На планету будет падать поток от Солнца

$$Q' = \frac{Q}{r^2}, \quad (33.37)$$

если через  $R_p$  обозначить дробь, показывающую, какая доля падающей на планету энергии отражается (рассеивается) в мировое пространство, то

$$a_p = 1 - R_p \quad (33.38)$$

выразит долю поглощенной планетой солнечной энергии. Величину  $R_p$  можно назвать *болометрическим альбедо*. В единицу времени планета поглощает количество энергии  $a_p Q'$ , а излучает  $a'_p \sigma \theta_p^4$ , где  $a'_p$  — излучательная способность поверхности планеты,  $\theta_p$  — ее температура,  $\sigma$  — постоянная закона Стефана — Больцмана ( $\sigma = 0,76 \times 10^{-10} \text{ г} \cdot \text{кал}/(\text{см}^2 \cdot \text{мин})$ ). Для равновесия необходимо

$$a'_p \sigma \theta_p^4 = a_p Q',$$

откуда

$$\theta_p^4 = \frac{a_p}{a'_p} \frac{Q'}{\sigma}. \quad (33.39)$$

Наибольшую неопределенность в определении температуры по этой формуле вносят величины  $a_p$  и  $a'_p$ . Как мы уже видели в § 29, температура частицы в межзвездном пространстве может принимать весьма разные значения в зависимости от вида функции поглощения  $\phi(\lambda)$  и функции излучения  $F(\lambda, T)$ , которые нам в применении к планетам очень плохо известны. В первом, очень грубом приближении к действительности можно положить  $a_p = 1 - A_s$ , где  $A_s$  — визуальное альбедо планеты (сферическое), а  $a'_p = 1$ . Далее, планета воспринимает солнечное излучение площадью своего диска, а излучает площадью шара; отношение этих величин 1 : 4 должно быть учтено. Оно учитывается

точно, если планета быстро вращается. Так, получаем

$$\theta_{p,m}^4 = \frac{1}{4} \frac{1 - A_s}{\sigma} \frac{Q}{a^2}. \quad (33.40)$$

Мы поставили индекс  $m$ , чтобы показать, что речь идет о средней температуре планеты. Поэтому и в знаменателе правой части вместо  $r$  мы написали  $a$  — среднее расстояние планеты от Солнца.

Применительно к Земле формула (33.40) дает значение  $\theta_{p,m} = 256$  К, что намного ниже принятой в формуле (33.36) температуры земной поверхности 288 К. Причина этого расхождения легко понятна из соображений, которые высказаны на предыдущей странице. Ввиду того, что Земля обладает достаточно плотной и протяженной атмосферой, равновесие между приходящим и уходящим излучениями устанавливается на некотором уровне выше поверхности, приблизительно там, где оптическая глубина атмосферы в области  $\lambda\lambda$  5—20 мкм равна единице.

Если в формуле (33.40) убрать фактор  $1/4$ , мы придем к температуре  $\theta_p = 360$  К, которую следует приписать подсолнечной («субсоларной») точке поверхности Земли, при условии, что Земля лишена атмосферы и что  $a_p$  по-прежнему равно  $1 - A_s$ . Но Земля, лишенная атмосферы, имела бы значительно меньшее альбедо и, следовательно, температура  $\theta_p$  была бы значительно выше. Действительно, у Луны, получающей от Солнца столько же лучистой энергии, температура подсолнечной точки близка к 380 К. В то же время формула (33.40) дает при  $A_s = 0,067$   $\theta_p = 403$  К. Расхождение вполне можно отнести за счет неточности предположения  $a_p = 1 - A_s$  у медленно вращающейся планеты.

Действительно, формула (33.40) лучше применима к очень быстро вращающейся планете, которая не успевает заметно охладиться за ночное время своих суток. При отсутствии атмосферы планета с периодом в несколько часов успевает остыть за ночь, и потому несомненно предположение, что остывание всей площади шара идет при дневной температуре планеты (которую мы измеряем). Не вдаваясь в подробности расчетов, можно предложить следующую компромиссную формулу для средней температуры  $T$  по дневному диску планеты:

$$a' \sigma \bar{T}^4 = \frac{1}{2} (1 - r) \frac{Q}{r^2}. \quad (33.41)$$

## РАЗЛИЧНЫЕ МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПЛАНЕТНЫХ ТЕМПЕРАТУР

Экспериментальное определение планетных температур основывается на измерении потока собственного теплового излучения планеты, которое сосредоточено в инфракрасной области спектра и для своего обнаружения требует тепловых приемников радиации (КПА, § 14) или фотосопротивлений, чувствительных к длинноволновому излучению (КПА 259—262). При этом важно исключить солнечную составляющую — отраженное Солнцем инфракрасное излучение. К счастью, планета, имеющая температуру около 250 К, излучает в области 10—20 мкм

на 2—3 порядка больше, чем отражает от Солнца (рис. 198), но зато она отражает огромное количество солнечной радиации в видимой области, которое должно быть задержано подходящим светофильтром. Для этой

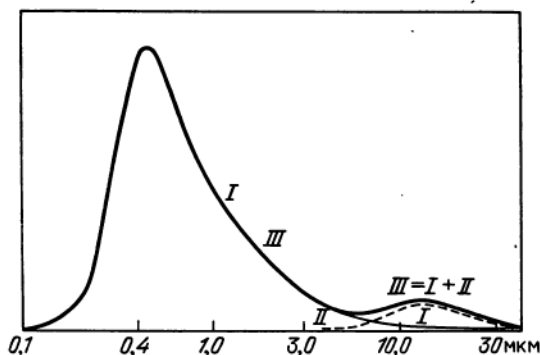


Рис. 198. Интенсивность освещающего солнечного и планетного излучения в функции длины волн: *I* — спектральное распределение солнечного излучения; *II* — то же для планетного излучения с  $T=250$  K, *III* — сумма солнечного и планетного излучения

цели удобны водяной или стеклянный фильтры, прозрачные для ближней инфракрасной области (рис. 199). Удобны различные фильтры, задерживающие инфракрасные лучи до более далекого длинноволнового предела: разность между показаниями приемника радиации, когда

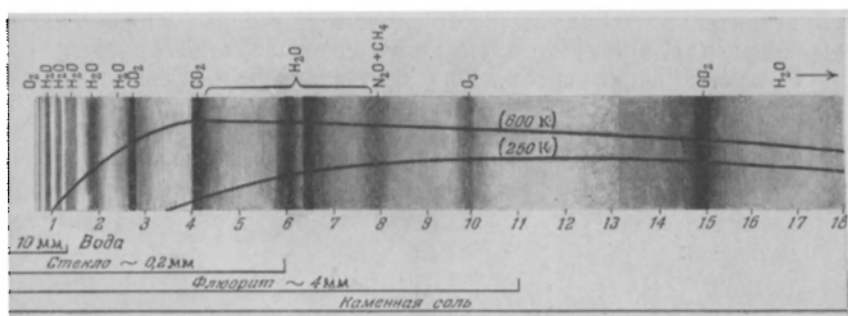


Рис. 199. Теллурические полосы поглощения в инфракрасной области спектра. На их фоне нанесены (в логарифмической шкале) интенсивности излучения черного тела для температур 250 и 600 K. Внизу показаны области пропускания разных веществ

перед ним стоят разные фильтры, дает как раз величину потока в участке спектра, общем для этих двух фильтров. Но здесь встречаются свои трудности, которые отчетливо видны на рис. 199: очень сильное ослабление планетного излучения (мыслимого в пределах от 100 до 600 K) вследствие поглощения его водяным паром и углекислым газом земной атмосферы. По сути дела, свободными или почти свободными от поглощения можно считать два «окна прозрачности» атмосферы —

около 4 мкм и около 11—13 мкм. Отношение излучений в этих двух участках спектра могло бы служить хорошим индикатором температуры. Действительно, для холодного тела с температурой около 250 К излучение у  $\lambda=4$  мкм практически равно нулю, а при  $T=600$  К оно весьма значительно, тогда как при  $\lambda=11$ —12 мкм и в том и другом случае оно значительно. Измерения с термоэлементом и радиометром (КПА, § 14) позволили установить температуру планет при помощи стеклянных и флюоритовых светофильтров с высокой степенью надежности. Благодаря усовершенствованию фотоспротивлений, чувствительных к далекому инфракрасному излучению, оказалось возможным точно измерять распределение энергии в инфракрасном спектре планет. По излучению в областях, более или менее свободных от теллурических полос, можно вывести яркостную температуру планеты или отдельных мест ее диска. Впрочем, небольшое поглощение в земной атмосфере не является серьезной помехой — его можно изучить и учесть. Осложнение вносит лишь непостоянство поглощения, вызываемого водяным паром, так как содержание его в земной атмосфере сильно меняется в течение даже немногих часов.

Так как атмосфера планеты сама может быть сильным поглотителем планетного излучения, то результат наблюдений приходится отнести не к поверхности планеты, а к какому-то эффективному атмосферному уровню ее. Лучше обстоит дело с радиоизлучением, по крайней мере в деци- и сантиметровом диапазоне: излучение этих длин волн свободно проходит даже через протяженную и плотную атмосферу, даже сквозь облака. Только начиная с длин волн 13,4 мм и меньше атмосфера становится почти или полностью непрозрачной из-за поглощения углекислым газом (около 0,8 см) и водяным паром (у 1,34 и 0,162 см). В других длинах волн могут проявить себя другие молекулы.

Существующие радиотелескопы, за редкими исключениями, не обладают достаточной разрешающей способностью, чтобы определять температуру различных частей диска планеты. Удовлетворяются средней яркостной температурой планеты (КПА 457) на стороне ее, обращенной к Земле. При работе на миллиметровых волнах приходится учитывать значительное тепловое излучение земной атмосферы. Только при пролете радиотелескопа на космическом корабле вблизи изучаемой планеты измерения могут быть столь детальными, что становится возможным и определение температуры отдельных мест планетного диска, как это было при полетах космических аппаратов около Венеры или Марса (искусственные спутники «Марс-5» и «Викинг-1 и 2»).

## РАДИОЛОКАЦИОННЫЕ МЕТОДЫ ИЗУЧЕНИЯ ПЛАНЕТ

Многообещающе в применении к планетам радиолокационные методы. Радиоимпульс, посланный с Земли, возвращается обратно очень сильно ослабленным, но форма принятого отраженного сигнала и его интенсивность могут сказать о многом. Обычно посылаемый импульс делают очень узким по частоте (3—5 Гц) и очень коротким по продолжитель-

ности (несколько микросекунд). Мощность импульса при этом известна и нетрудно подсчитать, какова будет мощность отраженного сигнала; она пропорциональна площади диска планеты и обратно пропорциональна четвертой степени ее геоцентрического расстояния, т. е.  $\propto r^3/\Delta^4$ . Но кроме этих чисто геометрических факторов есть еще физические, которые можно объединить в понятии *радиоальбедо*. Во-первых, атмосфера (или ионосфера) планеты может поглотить часть мощности импульса, во-вторых, если поверхность планеты весьма гладкая по отношению к применяемой длине волны  $\lambda$ , то она будет отражать им-

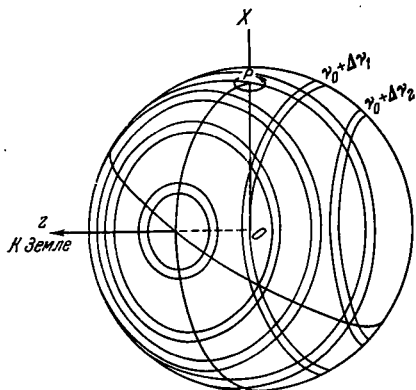


Рис. 200. К радиолокационным наблюдениям планет

пульс зеркально, т. е. строго направленно, так что до Земли дойдет отражение лишь от небольшой площадки в самой центральной части диска, подобно отражению света от полированного шарика. К счастью, мы можем различать случаи, когда планета вообще плохо отражает радиоволны, и случаи гладкости и зеркального отражения. Это связано с изменением формы отраженного сигнала во времени.

Обратимся к рис. 20. На нем изображен диск планеты, вращающейся около оси  $P$ , как-то наклоненной к лучу зрения. При рассмотрении вращения звезд мы уже встречались (§ 9, рис. 69) с тем фактом, что лучевые скорости в двух продольных полосках на диске планеты, параллельные оси вращения и равноотстоящих от нее, будут одинаковы по величине, но противоположны по знаку. Следовательно, доплеровское смещение частоты сигнала при его отражении от этих полосок будет одинаково, но в разные стороны от частоты импульса. С другой стороны, все точки поверхности планеты, видимые на диске планеты в пределах одной узкой полоски, составленной из двух concentрических окружностей, отстоят от земного наблюдателя одинаково далеко, следовательно, отраженный сигнал поступит к наблюдателю одновременно от всех точек пояса — раньше от центральных частей диска планеты и позже всего от периферических его частей. Таким образом, если планета шероховатая и быстро вращается, отраженный сигнал будет растянут во времени и расширен по частоте из-за эффекта Доплера, а при гладкой поверхности сигнал не будет растянут ни по времени, ни по частоте, даже если планета вращается быстро. Впрочем, точность измерения формы очень узкого сигнала в настоящее время так высока, что даже ничтожное доплеровское расширение его может быть замечено, например, в области скоростей, меньших 1 м/с.

Так, малая растянутость во времени импульса дециметровых волн после отражения от Венеры (рис. 201) позволяет думать об отражении

сигнала центральной частью диска в пределах менее 0,1 диаметра планеты, причем коэффициент отражения сравнительно с идеальной проводящей сферой составляет всего лишь 12—18 %, тогда как у Меркурия и Луны он близок к 5 %. В то же время расширение отраженного от Венеры импульса по частоте было столь незначительно, что лучевая составляющая вращения планеты в указанных выше пределах центра диска ее не превышала 0,5 м/с, так что экваториальная скорость вра-

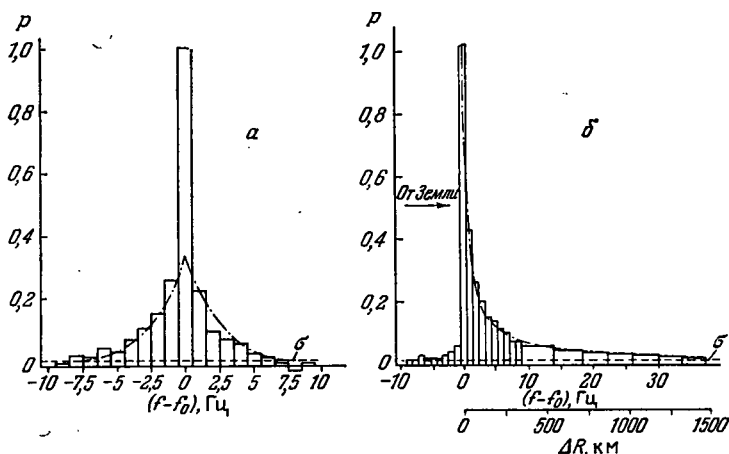


Рис. 201. К радиолокационным наблюдениям планет. Показано распределение отраженных сигналов при радиолокации Венеры в 1962—1963 гг. (Институт радиоэлектроники АН СССР). По оси ординат отложена относительная встречаемость радиочастот, по оси абсцисс — отклонение частоты  $f$  отраженного сигнала от частоты посланного сигнала. Слева (а) показано распределение отклонений  $\Delta f = f - f_0$ , вызванное вращением планеты (в данном случае очень медленным) и случайными помехами. Справа (б) дано распределение запаздывания сигналов по времени из-за различной дальности разных частей диска планеты (см. рис. 200). Применялся метод частотной модуляции. Сдвиг частот переведен в сдвиг по дальности. Почти вся мощность сигналов определяется отражением от центральной части планетного диска

щения не может быть больше 2 м/с, а период вращения планеты оказывается не меньше 200 земных суток! Как мы увидим дальше, период вращения Венеры равен 243 суткам.

Однако отраженный радиолокационный сигнал несет с собой еще более богатую информацию, а именно в нем содержится также указание на направление оси вращения планеты.

Если вращать фигуру диска планеты на рис. 200 около луча зрения, то ничего не изменится в распределении отраженных сигналов по частотам. Поэтому направление вращения звезды из расширения спектральных линий не выводится (§ 9). Но если фигура планеты меняет свое положение в пространстве так, что ось вращения наклоняется к наблюдателю или от него, то слагающая по лучу зрения экваториальной скорости вращения будет изменяться пропорционально  $\sin i$ , где  $i$  — угол между осью вращения и лучом зрения. Взаимное расположение Земли и планеты все время меняется. Поэтому меняется и положение оси вращения ее относительно Земли, форма отраженного

сигнала (распределение по частотам) тоже меняется, и так как расположение и Земли и планеты в пространстве всегда хорошо известно, наблюдая планету радиолокационным методом в разное время, можно вывести положение оси ее вращения уже не относительно Земли, а по отношению к независимой системе координат, например, дать прямое восхождение и склонение северного полюса планеты.

Из сказанного видно, что наблюдаемый отраженный радиосигнал в каждый момент дает информацию о вращении планеты относительно мгновенной оси, которая есть векторная сумма вращений планеты около оси, планеты около Солнца и Земли около Солнца. В зависимости от того, направлен ли вектор осевого вращения планеты в ту же сторону неба, что и вектор обращения планет около Солнца, или в противоположную, изменения наблюдаемой скорости вращения планеты во времени будут противоположного знака. Отсюда и выводится заключение о направлении вращения планеты.

Наконец, радиолокация позволяет построить карту планеты, покрытой облачным слоем, непроницаемым для оптических наблюдений. Для этого необходим одновременный анализ отраженных сигналов по частоте, по запаздыванию и по интенсивности. Если на профиле по частоте у отраженного сигнала есть более или менее крупные впадины или выпуклости, это указывает на существование на планете объектов с пониженной или повышенной отражательной способностью; изменение со временем их места на профиле сигнала с одновременным анализом по дальности дает возможность однозначной локализации замеченных объектов на диске планеты, а отсюда и на ее фигуре (см. рис. 204).

### УСТОЙЧИВОСТЬ ПЛАНЕТНЫХ АТМОСФЕР ВО ВРЕМЕНИ

В заключение этого параграфа рассмотрим один важный теоретический вопрос, имеющий отношение ко всем планетам сразу — вопрос об устойчивости планетных атмосфер во времени. Внешняя атмосфера планеты, ее экзосфера, настолько разрежена, что столкновения молекул и атомов, ее составляющих, между собой редки, и длина свободного пробега имеет тот же порядок, что и толщина экзосферы. Это значит, что какая-либо частица могла бы свободно покинуть планету и стать межпланетной частицей, если бы не притяжение планеты: оно искривит траекторию частицы и вернет частицу в экзосферу. Если же скорость самостоятельного движения частицы превышает вторую космическую скорость для данной планеты, т. е. ее параболическую скорость, то частица покинет планету совсем. Параболическая скорость  $v_p$  на поверхности планеты, масса которой  $M$ , а радиус  $\rho$ , определяется равенством

$$v_p = \sqrt{\frac{2GM}{\rho}} = 11,2 \sqrt{\frac{M}{\rho}} \frac{\text{км}}{\text{с}}, \quad (33.42)$$

если  $M$  и  $r$  выражать в единицах земной массы и радиуса. В применении к данной задаче  $v_p$  получила название *скорости ускользания*. В таблице 22 скорости ускользания приведены для всех планет.

В то же время скорости беспорядочного движения частиц в газе определяются распределением Максвелла [см. формулу (2.20)], при котором наивероятнейшая скорость частицы

$$\alpha = \sqrt{\frac{2kT}{m}}. \quad (33.43)$$

Очевидно, что если реальная скорость движения частицы, находящейся в экзосфере, превышает  $v_p$ , то частица имеет много шансов покинуть планету. Если же для атмосферы планеты в целом  $\alpha > v_p$ , то вся атмосфера неминуемо и быстро практически до конца рассеется в межпланетном пространстве. Последнее условие — слишком сильное. При распределении Максвелла всегда имеется некоторое число частиц со скоростями, значительно превышающими скорость  $\alpha$ , и если, например,  $\alpha = 1/2 v_p$ , то частицы со скоростями, большими  $2\alpha$ , покинут экзосферу. В атмосфере будут появляться все новые и новые частицы, случайно приобретшие скорости, большие  $2\alpha$ , и они тоже будут покидать планету, находясь в экзосфере. Атмосфера и в этом случае будет рассеиваться, только этот процесс замедлен тем больше, чем меньше  $\alpha$  по сравнению с  $v_p$ . Когда  $\alpha \leq 1/6 v_p$ , процесс этот бесконечно долг. Точные подсчеты затруднительны в случае химически неоднородной атмосферы, так как различные в химическом отношении молекулы имеют различные массы, и, следовательно, разные значения  $\alpha$ . Атмосфера может сравнительно быстро потерять легкие газы и сохранить тяжелые. Дело облегчается тем, что как раз легкие газы простираются на наибольшую высоту. Для планетной атмосферы, находящейся в состоянии гидростатического равновесия, справедливо то же уравнение (4.4), которое было приведено нами для атмосферы Солнца, а именно, изменение давления с высотой следует формуле

$$p = p_0 e^{-\frac{h}{H}}, \quad (33.44)$$

где  $H$  — *высота однородной атмосферы*:

$$H = \frac{\Re T}{\mu g}. \quad (33.45)$$

Чем легче газ, т. е. чем меньше  $\mu$  и чем выше температура атмосферы, тем больше  $H$  и тем медленнее падают давление и плотность с высотой. Для самых легких газов, имеющих в земной атмосфере — гелия и водорода —  $H$  особенно велика, в результате чего экзосфера содержит в основном только эти газы, что видно из таблицы 8. Сильное возбуждение корпускулярным ультрафиолетовым и рентгеновским излучением, типичное для экзосферы, приводит к тому, что здесь и температура высока, так что ускользание водорода и гелия в мировое пространство облегчается. Иначе обстоит дело на планете Меркурий и Луне, где



$\alpha \approx v_p$  для легких газов, а также у астероидов и многих спутников больших планет, у которых  $\alpha > v_p$ . У них атмосфера вся или в части легких газов не могла удержаться и была растеряна на протяжении миллионов или сотен миллионов лет. Рассеяние атмосферы у той или иной планеты, даже когда для нее  $\alpha \ll v_p$ , могло произойти в прошлом, если планета была ранее горячей. Наоборот, выделение газов из горных пород, составляющих поверхность планеты, под действием солнечного излучения (электромагнитного или корпускулярного) может поддерживать слабую атмосферу из тяжелых газов на таких планетах, как Меркурий, или на Луне. Таблица 25 показывает, в течение какого

Таблица 25

Время рассеяния различных составляющих атмосфер Земли и Марса при разных предположениях о температуре  $T_c$  экзосферы. Приведены значения времени, в течение которого мощность атмосферы убывает в  $e$  раз

Газ	Земля		Марс	
	1000 К	2000 К	1000 К	2000 К
Водород	$3,6 \cdot 10^4$ лет	$1,8 \cdot 10^3$	$9,1 \cdot 10^2$ лет	$1,2 \cdot 10^3$
Гелий	$4,0 \cdot 10^{13}$	$2,4 \cdot 10^7$	$1,1 \cdot 10^4$	$1,5 \cdot 10^3$
Азот	$10^{45}$	$3,9 \cdot 10^{22}$	$6,4 \cdot 10^8$	$8,5 \cdot 10^4$
Кислород	$10^{51}$	$1,0 \cdot 10^{26}$	$1,9 \cdot 10^{10}$	$3,4 \cdot 10^5$

времени атмосферы Земли и Марса уменьшаются по массе в  $e$  раз, т. е. до 36,8 % первоначального значения. Числа приведены, конечно, отдельно для атмосфер разного химического состава и в предположении, что температура экзосферы равна 1000 и 2000 К. В случае Марса последнее значение может быть преувеличено, но если проинтерполировать между двумя столбцами на более низкое значение  $T = 1500$  К, то можно заметить, что время испарения азота на 63 % из атмосферы Марса составляет немного миллионов лет. У земной атмосферы устойчивчив только водород. Устойчивость атмосферы Венеры такая же, как у Земли. У больших планет устойчивость атмосфер огромна как вследствие высокого значения скорости ускользания, так и из-за низкой температуры их верхних атмосфер.

## § 34. ПЛАНЕТЫ ЗЕМНОЙ ГРУППЫ

### МЕРКУРИЙ

Меркурий — наименьшая из планет земной группы — изучен слабо. Его трудно наблюдать, потому что он не удаляется от Солнца на угол, больший  $28^\circ$ , и бывает в таком состоянии (наибольшей элонгации) короткое время, так как период обращения его вокруг Солнца всего

лишь 88 дней \*). Поэтому существенно новые сведения о Меркурии были получены при трехкратном сближении с ним АМС «Маринер-10» (на 48 тыс. км, 704 км и 320 км от поверхности) в 1974—1975 гг.

Радиолокационные наблюдения разрушили долго существовавшее убеждение о равенстве периодов обращения и осевого вращения у Меркурия. Период вращения был определен в  $59 \pm 3$  дня, а затем с помощью изображений, полученных «Маринером-10», уточнен:  $58,646^d$ . Уточнен был и радиолокационный результат:  $58,65^d$ . Оказалось, что и старые наземные зарисовки Меркурия вполне объединяются периодом вращения  $58,644^d$ . С другой стороны, значение  $58,646^d$  почти точно составляет  $\frac{2}{3}$  периода обращения планеты. Ось вращения Меркурия близка к нормали к плоскости орбиты. Следовательно, в движении Меркурия наблюдается спин-орбитальный резонанс, который мог быть осуществлен с помощью приливного действия на планету со стороны Солнца. Следует заметить, что угловая скорость вращения при периоде  $58\frac{2}{3}$  дня соответствует угловой скорости движения Меркурия по орбите, когда он находится в перигелии. Но не следует придавать этому факту слишком большое значение, так как эксцентриситеты планетных орбит подвержены большим изменениям и эксцентриситет орбиты Меркурия мог быть совсем иным, скажем, десять миллионов лет назад.

Солнечные сутки на Меркурии длятся 176 дней — в два раза длиннее периода обращения вокруг Солнца. Таким образом, дневная сторона планеты должна нагреваться очень сильно, а ночная — столь же сильно охлаждаться. Между тем измерения температуры Меркурия указывают на умеренную зависимость интегральной температуры планеты от угла фазы, которая дает повод считать, что ночная температура Меркурия в среднем близка к 150 К. Измерения температуры Меркурия в инфракрасной области дают значения 610—630 К для подсолнечной точки на среднем расстоянии планеты от Солнца и до 670 К — в перигелии. Это — расчетное значение, так как на очень малом диске Меркурия (7—8" в поперечнике) измерения отдельных его участков недоступны телескопической астрономии. Инфракрасная аппаратура «Маринера-10» справилась с этой задачей: из измерений в длинах волн 45 и 11 мкм получено для дневной стороны  $T_b = 450$  К, в перигелии 750 К, а в предрассветной точке  $T_b = 93$  К. Подсолнечная точка не наблюдалась.

По фотометрическим свойствам Меркурий напоминает Луну: то же альbedo и лишь несколько большее значение фазового коэффициента  $\gamma$  [см. формулу (33.25)], что свидетельствует о еще большей неровности его поверхности. Изображения поверхности Меркурия, переданные «Маринером-10», полностью это подтверждают. Поверхность Меркурия усеяна кольцевыми горами — кратерами и цирками — с еще большей густотой, чем у Луны, а немногочисленные сравнительно

\*) Здесь и в дальнейшем, говоря о периоде вращения или обращения планеты или продолжительности каких-либо явлений на ней, мы будем употреблять в качестве единицы времени день — земные солнечные сутки.

гладкие равнины подобны лунным морям, но светлые, а не темные. Встречаются нередко длинные — в планетарном масштабе — крутые откосы (эскарпы) и возвышенные гребни, на которых часто посажены кратеры. Здесь, как и в случае Луны (см. § 35), мы встречаемся с двумя факторами, образующими поверхность планеты: сжатие при остывании коры, сопровождающееся сморщиванием и растрескиванием поверхности, после чего наступила сравнительно короткая пора бурной «бомбардировки» крупными и мелкими метеорными телами с разбрасыванием грунта и пробуждением вулканических явлений вплоть до лавовых излияний, образующих ровные «бассейны», которые больше не подвергались метеорному разрушению. Но замечаются следы вулканической деятельности в последующие эпохи, а признаков ветровой или водяной эрозии даже у старых кратеров не видно.

Последнее согласуется с полным отсутствием какой-либо атмосферы на Меркурии. Это значит, что у самой поверхности планеты нет газовых молекул. Аппаратура, установленная на «Маринере-10», обнаружила вокруг Меркурия резонансное рассеяние атомами водорода и гелия. Водород присутствует в ничтожном количестве: всего 70 атомов в  $1\text{ см}^3$  у поверхности планеты. Гелий представлен богаче: 4,5 тыс. атомов в  $1\text{ см}^3$ . Благодаря своей близости к Солнцу Меркурий подвергается также сильному облучению корпускулярными потоками, которые могут и нагревать его поверхность и способствовать выделению из поверхностных горных пород адсорбированных газов, которые питают ничтожную атмосферу планеты по мере ее рассеяния в пространстве. Меркурий обладает небольшим магнитным полем  $5 \cdot 10^{22}$  Э (около  $1/2000$  поля Земли), наклоненным к плоскости орбиты на  $78^\circ$ . Это поле способно защитить планету от солнечных корпускулярных потоков, если энергия частиц невелика. Наличие магнитного поля позволяет думать, что Меркурий обладает расплавленным металлическим ядром, скорее всего железным. В пользу этого говорит очень высокая средняя плотность Меркурия:  $5,44\text{ г/см}^3$ . Дифференциация вещества в нем при разогреве вынесла более легкие породы в мантию и кору планеты, где плотность вещества порядка  $2\text{—}3\text{ г/см}^3$ , в то же время более тяжелые опустились к центру.

#### **ВЕНЕРА. ТЕМПЕРАТУРА. ПАРНИКОВАЯ МОДЕЛЬ АТМОСФЕРЫ. ВРАЩЕНИЕ**

Венеру много наблюдали на протяжении последних трех столетий, но и к середине XX в. наши сведения о ней были очень ограничены. По своим размерам, массе, плотности она очень сходна с Землей, а густая атмосфера ее с мощным облачным слоем, как известно, открытая еще в 1761 г. М. В. Ломоносовым, усиливала это сходство, так что Венеру нередко называли «сестрой Земли». Измеренный тепловой поток, исходящий от нее, также приводил к температурам, сходным с теми, которые наблюдаются над земными облаками:  $240\text{ К}$  на ночной

стороне и 235 К на дневной. Учитывая, что Венера ближе к Солнцу, можно было допустить, что у поверхности ее температура несколько выше, чем на Земле, но незначительно, так как альbedo Венеры много выше земного. Классические астрофизические методы вносили в эту картину лишь два несоответствия: из всех атмосферных газов на Венере с достоверностью был обнаружен лишь углекислый газ, притом в значительных количествах, а, кроме того, в результате усилий множества наблюдателей пришлось прийти к выводу, что Венера вращается очень медленно; не исключалось, что ее период вращения равен периоду обращения вокруг Солнца.

За последние двадцать лет к изучению Венеры с огромным успехом были применены методы радиоастрономии; проведены космические исследования ее с советских АМС серии «Венера» и американских серий «Маринер».

Измерения ночной яркостной температуры  $T_b$  Венеры в радиочастотах в 1959—1963 гг. привели к неожиданному результату: 600 К и выше, если основываться на измерениях теплового потока на волнах сантиметрового и дециметрового диапазонов, и только на миллиметровых волнах получены значения  $T_b$  порядка 300—400 К. Эти результаты долго обсуждались, неясно было, к какому уровню атмосферы следует отнести измерения  $T_b$ , но мало по малу стало ясно, что дециметровое излучение испытывает меньшее поглощение в атмосфере планеты, нежели миллиметровое, и потому температура  $T_b=600$  К относится к нижним слоям атмосферы Венеры, быть может, к поверхности ее, а значения 300—400 К определяют температуру более высоких слоев, может быть, даже ионосферы с ее богатым содержанием электронов.

Этот вывод, по существу, не так уже неожидан. Атмосфера Венеры содержит очень много углекислого газа, и в ней должен сильно проявляться парниковый эффект (см. с. 486), так как полосы углекислого газа в инфракрасной области спектра вместе с полосами паров воды сильнее всего задерживают собственное планетное излучение. Оставался без ответа лишь вопрос: достаточно ли протяженна атмосфера Венеры, чтобы дать столь сильный парниковый эффект?

7 июля 1959 г. наблюдалось угасание звезды 1-й величины Регула при ее покрытии Венерой. Оно показало, что угасание звезды до полного исчезновения происходит уже тогда, когда лучи звезды проходят сквозь высокие слои атмосферы: в описываемом случае — на высоте 50—70 км от уровня облачного слоя. Это происходит не из-за поглощения или рассеяния света атмосферой, а из-за его рефракции. Параллельный пучок света звезды после пересечения атмосферы становится расходящимся, от чего освещенность от звезды, т. е. блеск ее уменьшается. В данном случае атмосфера действует как рассеивающая линза. По мере того как свет звезды пронизывает все более низкие слои атмосферы, он ослабляется все сильнее. Скорость этого ослабления зависит от скорости возрастания плотности атмосферы с уменьшением высоты, т. е. от высоты однородной атмосферы  $H$  [см. формулу (33.45)].

При покрытии Регула оказалось, что в верхней атмосфере Венеры  $H$  имеет значение 6,0—6,8 км.

Поскольку значения газовой постоянной  $\mathfrak{R}$  и ускорения силы тяжести  $g$  для Венеры известны, по найденной величине  $H$  можно определить температуру  $T$  верхней атмосферы, если известна величина  $\mu$  — средней молекулярной массы. В применении к Венере формула (33.45) приобретает вид

$$H = 0,95 \frac{T}{\mu}. \quad (34.1)$$

Если атмосфера Венеры целиком состоит из углекислого газа, то  $\mu=44$ , и тогда  $T=278$  К при  $H=6,0$  км. Небольшие примеси могут снизить оценку  $\mu$  и соответственно снизить значение  $T$ . При  $\mu=40$  и  $H=6,0$  км находим  $T=252^\circ$ , что не противоречит прямым измерениям температуры планеты.

Формула (33.44) могла бы послужить для определения давления в атмосфере Венеры на любой высоте  $h$ , если бы можно было определить ее давление  $p$  на некотором начальном уровне (конечно, в предположении  $T=\text{const}$ , что, разумеется, можно принять лишь в самом грубом приближении). За такой уровень можно принять уровень облаков. Прежние определения давления углекислого газа по слабым его полосам приводили в ближней инфракрасной области спектра к значению парциального давления  $\text{CO}_2$ ,  $p_0=90$  мбар, т. е. менее 0,1 атм. Новые определения, сделанные по старым, но превосходным спектрограммам Венеры обсерватории Маунт Вилсон, показывают, что те же полосы поглощения  $\text{CO}_2$  дают полное давление в атмосфере Венеры в пределах от 1,2 до 6 атм для некоторого среднего эффективного (по поглощению) уровня атмосферы, а для ее основания — до 10 атм. И температура, определенная по распределению интенсивности во вращательно-колебательных полосах  $\text{CO}_2^*$ ), оказывается здесь около 400 К. Разумеется, здесь речь идет не об уровне облачного слоя, а о глубоких слоях атмосферы, видимых сквозь просветы в облачном слое. Такой результат говорит о том, что атмосфера Венеры глубока и что облачный слой ее далеко не сплошной.

Проблема была полностью решена, когда спускаемые аппараты АМС «Венера» в процессе прохождения атмосферы планеты произвели непосредственные измерения целого ряда физических характеристик ее. Сведенные воедино результаты нескольких экспериментов показаны на рис. 202, из которого видно, что действительно температура поверхности Венеры достигает 780 К, а давление 90—100 атмосфер. Здесь плотность газа всего лишь в 15 раз меньше плотности воды. Выше температура падает с градиентом около 9—10 К на 1 км, а затем замедленно с тем, чтобы на уровне 90—100 км достигнуть минимума (мезопауза) около 170 К. Давление здесь падает до  $10^{-4}$  атм. Еще выше, в термосфере температура вновь возрастает до 650 К, но плот-

\*) См. подробнее в КОА-2, с. 486—487.

ность газа становится ничтожной (при давлении  $10^{-9}$ — $10^{-10}$  атм), и роль этого слоя в тепловом режиме планеты также ничтожна. Что касается характеристик верхних слоев атмосферы Венеры, то они были исследованы совершенно независимым способом — просвечиванием атмосферы радиосигналами при полете мимо планеты или при облете

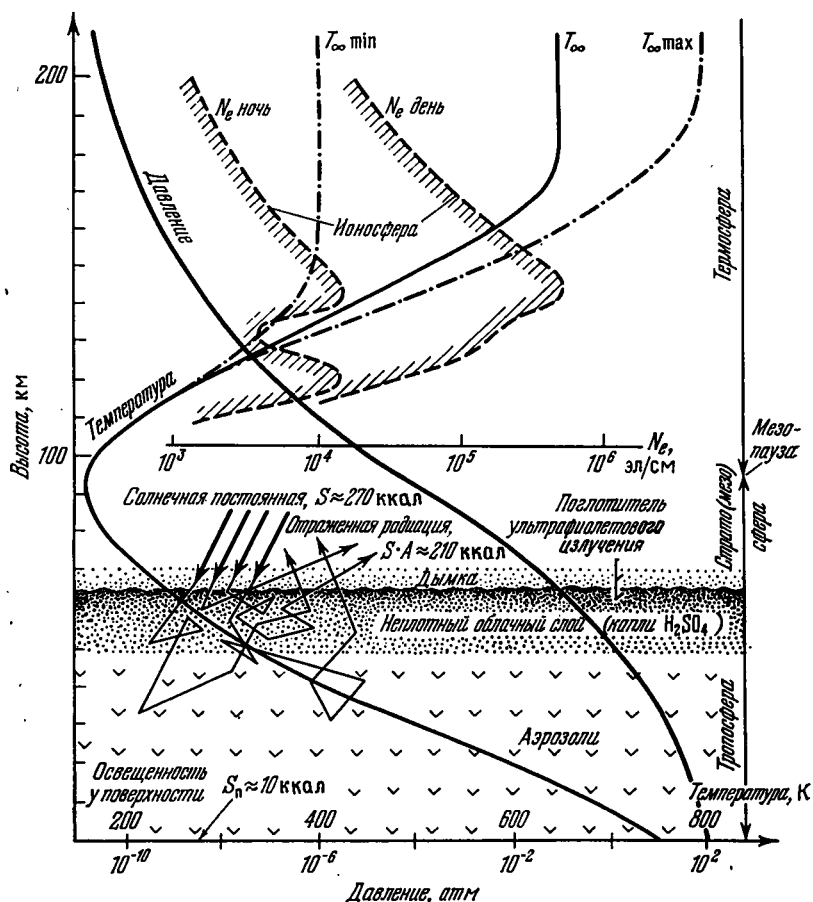


Рис. 202. Разрез атмосферы Венеры, построенный на основании прямого зондирования ее при посадке советских космических аппаратов серий «Венера»

искусственными спутниками («Венера-9 и 10»). Ослабление радиосигнала при видимом для земного наблюдателя заходе радиогенератора за диск планеты совершенно подобно ослаблению блеска Регула при его покрытии Венерой. Радиопросвечивание позволило установить также наличие у Венеры ионосферы с такой же приблизительно концентрацией электронов, как в земной ионосфере.

Химический анализ газовых проб при пролете сквозь атмосферу спускаемых аппаратов подтвердил полное преобладание углекислого газа: 97 % (по объему); азот, кислород, аргон и другие благородные газы, которые не удалось обнаружить, составляют меньше 2 %. Поддались обнаружению окись углерода, хлористоводородная и фтористоводородная кислоты ( $10^{-3}$ — $10^{-6}$  %) и водяные пары, которые по отношению к углекислому газу составляют всего 0,1 %. Обнаружен также аммиак  $\text{NH}_3$  (0,1—0,01 %).

Облака на Венере имеют сложную двухкомпонентную структуру. Главный слой расположен на уровне 50 км и несколько выше. Концентрация частиц достигает здесь  $200\text{--}300\text{ см}^{-3}$ , а размер их — около 1—3 мкм. Быть может, существует второй слой на высоте 35 км, но в целом атмосфера ниже 60 км имеет разреженную аэрозольную составляющую с концентрацией частиц около  $2\text{ см}^{-3}$ , размером 2,5 мкм и показателем преломления 1,8—2,1. Их роль в рассеянии света велика: они создают постоянную дымку, потому что они распределяются по большому интервалу высот. Но ни их рассеивающая способность, ни рассеивающая способность облаков в собственном смысле слова невелики и освещенность поверхности Венеры остается значительной — не менее 10 тыс. люкс, т. е. как на Земле в обычный летний день.

Над верхним слоем рассеивающих облаков Венеры, до уровня 65—70 км, находятся «ультрафиолетовые облака», имеющие крупно- и мелкомасштабную структуру. Они хорошо отражают солнечный свет (сферическое альbedo равно 0,6), а в промежутках между ними отражение меньше, и мы наблюдаем более низкие облака, где ультрафиолетовое излучение Солнца поглощается. Это обстоятельство было замечено довольно давно, и наиболее четкие структурные изображения диска Венеры получались именно при фотографировании ее в ультрафиолетовых лучах. При пролете около Венеры 5 февраля 1974 г. АМС «Маринер-10» было получено множество великолепных фотографий Венеры именно в ультрафиолетовом свете. Одна из этих фотографий воспроизведена у нас на рис. 203. Она показывает сложную картину движений в верхней атмосфере планеты.

Природа частиц, составляющих основной облачный слой на Венере, еще не вполне выяснена. Первоначальное предположение о том, что они состоят из воды, пришлось оставить, так как наземные поляризметрические измерения установили для них коэффициент преломления  $1,44 \pm 0,01$ , тогда как у воды он равен 1,33, а у льда 1,31. Индикатриса рассеяния указывает на сферичность частиц, что тоже несовместимо с водой, так как на уровне 50 км температура близка к  $-30^\circ\text{C}$ . К указанным физическим характеристикам ближе подходят капельки 75—80-процентного водного раствора серной кислоты. Эта гипотеза одновременно объясняет и практически полную сухость атмосферы Венеры выше 50 км, так как серная кислота жадно поглощает воду. Есть и некоторые спектрофотометрические свидетельства в пользу сернокислотной природы венерианских облаков. Однако полных доказательств этого мы не имеем.

Для понимания физики атмосферы Венеры первостепенное значение имеет вопрос о вращении ее вокруг оси. Радиолокационные наблюдения показали чрезвычайно медленное вращение, и при повторении этих наблюдений в последовательные нижние соединения Венеры



Рис. 203. Фотография Венеры в ультрафиолетовом свете, полученная 5 февраля 1974 г. с помощью АМС «Маринер-10». (Займствована из журнала Science, v. 183, № 4131)

с Солнцем был с большой точностью определен звездный период вращения Венеры в 243,0 дня в направлении, обратном ее движению по орбите. Но верхняя атмосфера вращается иначе: ультрафиолетовые снимки Венеры на протяжении 8 суток сближения АМС «Маринер-10» показали, что облака совершают обращение вокруг тела планеты



за 4 дня, двигаясь по направлению ее вращения со скоростью до 100 м/с! С приближением к поверхности планеты эта скорость убывает, как показывают измерения горизонтальных смещений аппаратов во время спуска, и на поверхности планеты скорость ветра сводится к 1—2 м/с.

Те же радиолокационные наблюдения позволили построить карту части поверхности Венеры, именно той части ее, которая бывает обращена к Земле во время нижних соединений. В эту пору наибольшей близости планеты к нам ее радиолокация наиболее эффективна.

Применяя известную формулу, объединяющую звездный период вращения планеты  $V$  (в данном случае 243 дня) и период обращения ее вокруг Солнца  $P$  (225 дней) с периодом вращения планеты относительно Солнца  $S$

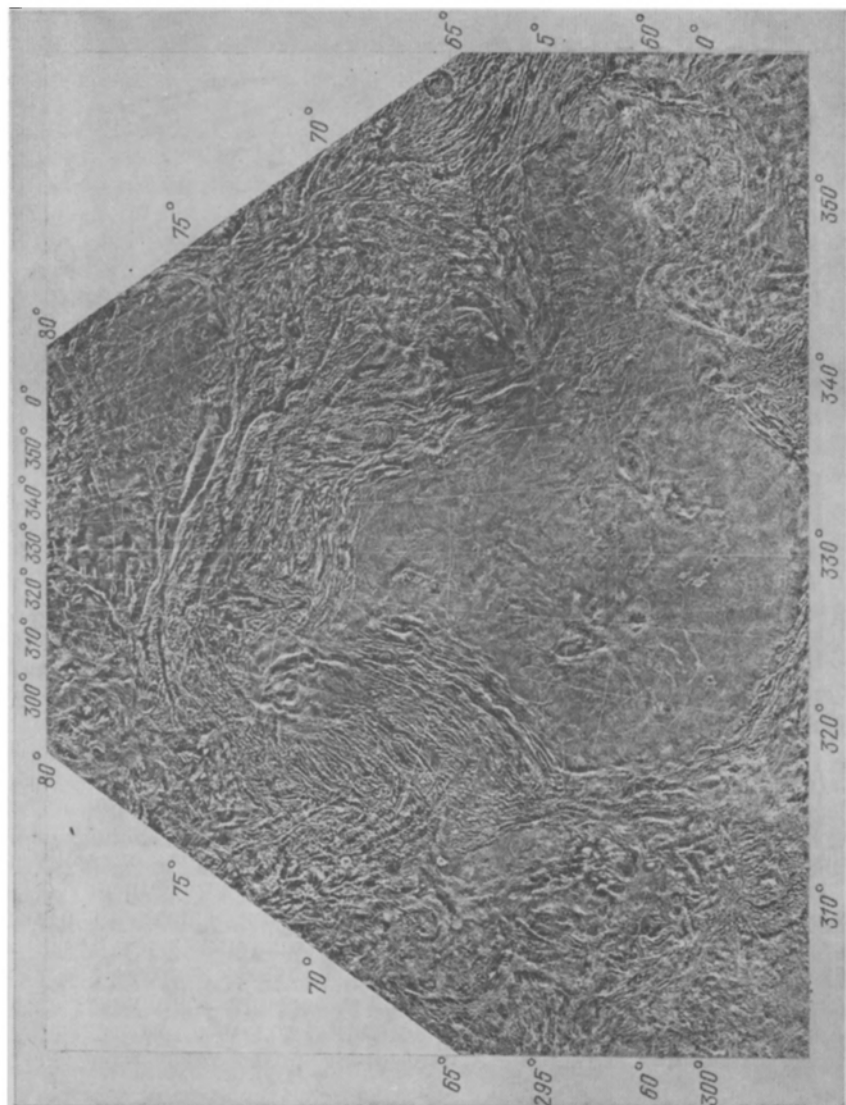
$$\frac{1}{S} = \frac{1}{P} + \frac{1}{V}, \quad (34.2)$$

найдем продолжительность на Венере солнечных суток  $S=117$  земных суток. С другой стороны, период вращения Венеры относительно Земли определится из той же формулы, если в ней подставить вместо  $P$  земной год, т. е.  $365\frac{1}{4}$  суток. Будем иметь 146 земных суток. Наконец, синодический период Венеры, т. е. повторяемость нижних соединений Венеры с Солнцем, равен 584 суткам, что равно  $146 \times 4$  и  $117 \times 5$ , т. е. в каждое нижнее соединение Венера обращена к Земле одной и той же стороной и субрадарная точка имеет одно и то же местное солнечное время (очевидно, полночь).

Составленная на основе этих соображений радиолокационная карта примерно половины полушария Венеры показывает при разрешении  $10 \times 10$  км богатое разнообразие деталей, по-разному отражающих радиосигнал. Среди них встречаются и большие, но неглубокие кратеры. Характер отражения радиоволн указывает на плотность вещества поверхности в среднем  $2,3 \pm 0,4$  г/см<sup>3</sup> и перепады высот на ней до 4 км.

Венцом исследований никогда не видимой поверхности планеты явилось получение телевизионных изображений венерианской панорамы в местах посадки АМС «Венера-9» и «Венера-10», отстоящих друг от друга на 2200 км. В первом случае спустившийся аппарат сел на россыпь остроугольных камней, покрывающих довольно крутой склон, а во втором случае — вблизи выходов коренных вулканических пород. Камни имеют резкие края и разнообразные размеры от нескольких сантиметров до 1—2 м. Если они и подвергались эрозии, то это — не водяная эрозия, а слабое выветривание. Между камнями находится мелкозернистый грунт. Установленные на спустившемся аппарате плотнометры измеряли рассеяние гамма-излучения поверхностным материалом. Плотность монолитной породы составляет  $2,8 \pm 0,1$  г/см<sup>3</sup>, что совпадает с плотностью малопористых базальтов. Присутствие базальтов разных типов подтверждается и значением диэлектрической проницаемости  $\epsilon$ , найденной при радиолокационном

Рис. 204. Фрагмент карты Венеры, полученный при помощи наклонного радиозондирования с искусственного спутника ее, заброшенного на планету советским космическим аппаратом «Венера-16» в 1984 г. Фрагментом охвачены долготы от 289° (слева) через 360° до 10° (справа), а по широте от +60° до +80°. В центре, к югу от него (вниз по карте) и вправо от нее располагается лавовое плато Лакшми, ограниченное справа Горами Максвелла. На самом краю их находится кратер Клеопатра. Глубина 2,5 км. Высота Гор Максвелла над средним уровнем планеты достигает 11 км (НРЭАН)



облучении и по радиоактивному облучению, вызывающему рентгеновскую флуоресценцию, которая подвергается затем спектральному анализу. Несколько меньше распространены на Венере граниты. Но и то и другое — продукт вулканической деятельности.

Этот результат был закреплен панорамными снимками с «Венеры-13» и «Венеры-14» в 1981 г., показавшими на новых местах посадки новые

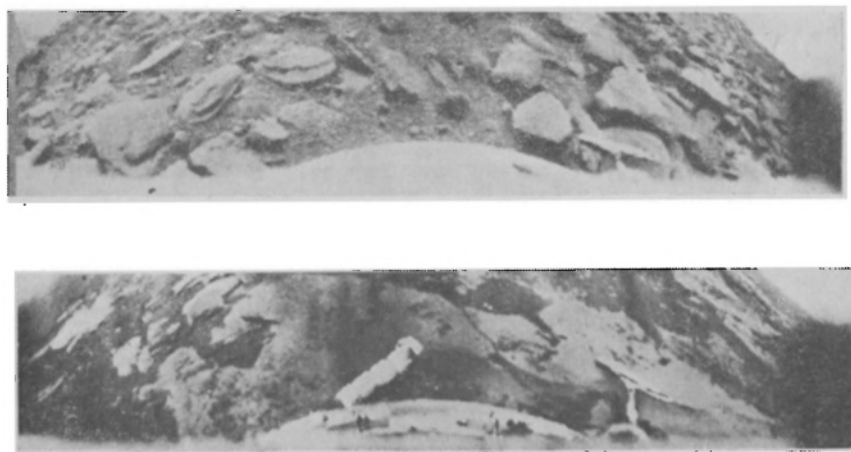


Рис. 205. Панорамы поверхности Венеры в двух ее местах, переданные на Землю посадочными аппаратами «Венера-9» и «Венера-10»

особенности ландшафта Венеры. Запущенные в 1983 г. АМС «Венера-15» и «Венера-16» при встрече с Венерой отделили от себя искусственные спутники, которые, совершая многократно облет планеты, провели детальную радиолокацию бокового обзора.

Посещения Венеры космическими аппаратами и обследования ее поверхности искусственными спутниками позволили построить детальную карту  $\frac{1}{4}$  ее поверхности и составить ясное представление о ее морфологии и даже тектонике (рис. 204).

Рельеф на Венере по сравнению с Меркурием, Марсом, Луной несколько сглажен, хотя плато и горные образования могут достигать большой высоты (12 км), многочисленные кратеры и цирки при больших размерах мелки, глубиной не более 2,5 км. Но вся их совокупность выносит из недр планеты много тепла (в отдельных точках ее наблюдалась температура до 700 °С), которое увеличивает температуру ее поверхности. Сглаженность рельефа определяется защитными свойствами мощной атмосферы против вторжений метеоритных тел. В том же направлении работает ее большая масса, большее напряжение силы тяжести, препятствующее разбрасыванию вещества при ударе. Циркуляция атмосферы у поверхности невелика, вода вся находится в газообразном состоянии, все же атмосферная эрозия тоже играет свою роль.

Возвратимся к атмосфере Венеры. Общее количество в ней (по массе) углекислого газа приблизительно одинаково с содержанием его на Земле в различных горных породах — осадочных и метаморфических. Но воды на Венере по крайней мере в 1000 раз меньше, чем на Земле, и этот факт неоспорим, так как на Венере вся она содержится в доступной нашему исследованию атмосфере, а на поверхности планеты из-за высокой температуры она не может существовать ни в жидком виде, ни в виде кристаллизационной воды в горных породах. Еще меньше содержание кислорода. Мы о нем знаем лишь по специфическому ночному свечению верхней атмосферы Венеры. Спектр этого свечения, наблюдавшийся с искусственных спутников «Венеры-9 и 10», указывает на наличие кислорода как примеси к углекислому газу. Газоанализаторы спускаемых на Венеру аппаратов кислород не обнаружили.

В процессе дифференциации легких и тяжелых веществ в оформляющейся планете происходила дегазация их, которая продолжается и сейчас в вулканических процессах, выделяющих углекислый газ, воду, серу. Первоначальная атмосфера планеты содержала также газы, свойственные солнечной атмосфере, пример чему мы видим в атмосферах планет-гигантов — метан  $\text{CH}_4$ , аммиак  $\text{NH}_3$  и молекулярный водород  $\text{H}_2$ , который небольшие и нагретые планеты земной группы могли удержать, только если он соединится с кислородом или с теми же углеродом и азотом. У разных звезд мы замечали раньше тенденцию углерода (если он обилен) захватывать весь кислород, но в данном случае мы имеем планеты одного и того же Солнца: на Земле кислорода хватило для образования и углекислого газа и воды, а на Венере — только углекислого газа. В отсутствие воды и жизни он не поглощался горными породами, всего лишь образовывал на них защитную карбонатную пленку и более не трансформировался. А небольшое количество воды в верхней атмосфере Венеры подвергалось фотолизу, т. е. расщеплению на  $\text{H}_2$  и  $\text{O}$ , после чего молекула  $\text{H}_2$  уходила в межпланетное пространство.

Таким образом, приходится признать, что у Венеры с самого начала было мало воды: из-за более высокой температуры, чем у Земли, она растеряла почти весь свой водород.

Остается непонятным отсутствие или крайняя недостаточность в атмосфере Венеры азота при большом изобилии его в атмосфере Земли. Впрочем, последнее обстоятельство тоже не очень понятно, так как при вулканических процессах азот не выделяется. Приходится думать, что на Земле азот — остаточный элемент от первоначальной восстановительной атмосферы, которая постепенно превратилась в окислительную примерно полмиллиарда лет назад, когда развилась жизнь на Земле и растительные организмы на суше и в океанах с помощью солнечного излучения стали интенсивно расщеплять углекислый газ:  $\text{CO}_2 \rightarrow \text{C} + \text{O}_2$ . Процесс этот успешно продолжается и сейчас. Если бы не биосфера, в атмосфере Земли происходили бы непрерывное обогащение углекислым газом от вулканических процессов и потеря

кислорода на окисление основных горных пород. По некоторым подсчетам Земля без растительности потеряла бы весь свой кислород за 2000 лет.

Несходство химического состава атмосфер Венеры и Земли сопровождается несходством их термодинамического состояния и циркуляции. Наиболее существенно то, что, несмотря на медленное вращение, температурный режим дневной и ночной сторон Венеры практически одинаков. Огромные запасы тепла в атмосфере ее очень мало расходуются за ночь, хотя она длится почти два земных месяца. Более того, ночная температура облачного слоя Венеры действительно немного, на 8—10 К выше дневной.

Магнитное поле у Венеры практически отсутствует и верхняя атмосфера ее ничем не защищена от корпускулярных солнечных потоков — еще одно отличие ее от Земли. Отсутствие магнитного поля у Венеры непонятно, так, средняя плотность Венеры,  $5,22 \text{ г/см}^3$ , близкая к плотности Земли, при сходных размерах обеих планет позволяет думать, что и внутреннее строение их сходно, а магнитное поле Земли связано с ее жидким металлическим ядром.

#### **МАРС. ОСОБЕННОСТИ ЕГО ПОВЕРХНОСТИ. ИХ ИЗМЕНЕНИЯ ВО ВРЕМЕНИ**

Изучение Марса в огромной степени облегчено хорошей прозрачностью его атмосферы. Уже простые телескопические наблюдения его поверхности в течение нескольких часов убеждают, что планета быстро вращается. Темные пятна на его поверхности сохраняют свою форму длительное время, они, несомненно, принадлежат твердой поверхности планеты. Из сопоставления старых зарисовок Марса (начиная с наблюдений Кассини в середине XVII в.) с последующими, включая самые новые, выведены с большой точностью период обращения Марса (см. таблицу 22) и расположение оси вращения в пространстве. Она наклонена к плоскости орбиты Марса на угол  $24^\circ$ , в результате чего на Марсе наблюдается смена времен года, такая же, как на Земле, только продолжительность сезонов на Марсе больше — соответственно большей длине года (687 дней). Эксцентриситет орбиты Марса довольно велик (0,093). Перигелий Марса лежит в направлении, мало отличающемся от направления на афелий Земли. Когда две планеты в своем движении вокруг Солнца оказываются вблизи этих точек и Марс при этом — в противостоянии для Земли, то расстояние между ними наименьшее из возможных (56 млн. км), и тогда говорят о *великом противостоянии* Марса. Противостояние, когда Марс находится в афелии, наоборот, наименее выгодно для наблюдений, так как расстояние Марса от Земли в эту пору почти вдвое больше, свыше 100 млн. км. Великие противостояния Марса повторяются через 15 лет и случаются в августе — начале сентября. В это время к Земле обращен южный конец оси Марса. Вот почему южное полушарие Марса изучено лучше, чем северное.

Темные пятна на Марсе выделяются своим серым цветом, иногда с зеленоватым, а чаще буроватым оттенком, на фоне оранжевых светлых пространств. Как сказано выше, они устойчивы во времени, что позволило составить карту поверхности Марса (рис. 206), отличающуюся большой точностью. Темные области получили название «морей», «заливов», «озер» и т. п. с номенклатурой, заимствованной из древнегреческой мифологии. В наши дни они объединяются под названием «детали альбедо». Как правило, они не находятся в соответствии с морфологическими деталями, обнаруженными при анализе телевизионных изображений Марса, полученных с близкого расстояния при пролете космических аппаратов. Истинная природа деталей альбедо медленно выясняется в процессе изучения физических условий на планете.

Во время великого противостояния 1877 г. на Марсе были обнаружены очень тонкие и длинные темные линии, образовавшие на поверхности планеты геометрически правильную сетку. Они получили название *каналов*. В последующие столетия вопрос о природе каналов усиленно обсуждали в кругу ученых и широкой прессы. После периода увлечений, доходивших до признания существования на Марсе живых существ — строителей системы каналов, установилось правильное представление о каналах как о совокупности малоcontrastных темных пятнышек, пересекающих обширные светлые области планеты. В трудных условиях наблюдений глаз и мозг астронома воспринимает цепочку неправильных пятен как тонкую линию и невольно находит геометрически правильную картину этих линий там, где ее нет на самом деле.

Автоматические межпланетные станции (АМС) серий «Маринер», «Марс» начали посещать Марс с 1965 г., и съемки поверхности планеты осуществлялись либо при близком пролете АМС, либо с искусственных спутников Марса. Сразу же они открыли для нас совершенно новый облик планеты. Наконец, в 1976 г. на Марсе высадились посадочные аппараты двух АМС серии «Викинг», которые произвели успешную многоцветную съемку близкой панорамы Марса, в то время как их орбитальные блоки с очень совершенной аппаратурой, перейдя на положение искусственных спутников, продолжали фотографировать Марс.

В противоположность земным наблюдениям на Марсе не обнаружено никаких резких переходов между темными и светлыми областями, никаких каналов, но зато поверхность оказалась, подобно лунной, усеянной кратерами самых разнообразных размеров от 500 км диаметром до предела разрешения телевизионной камеры около 0,5 км. Более мелкие кратеры на Марсе располагаются на более крупных и на местах, свободных от каких-либо особенностей, в «морях» Марса — так же как и в светлых местах. Пока единственное исключение представляет светлая область Эллада (Hellas), почти лишенная кратеров. Это — одна из самых низких областей на Марсе: огромная чаша диаметром около 1700 км, лежащая на 5,5 км ниже соседнего с нею Гелле-

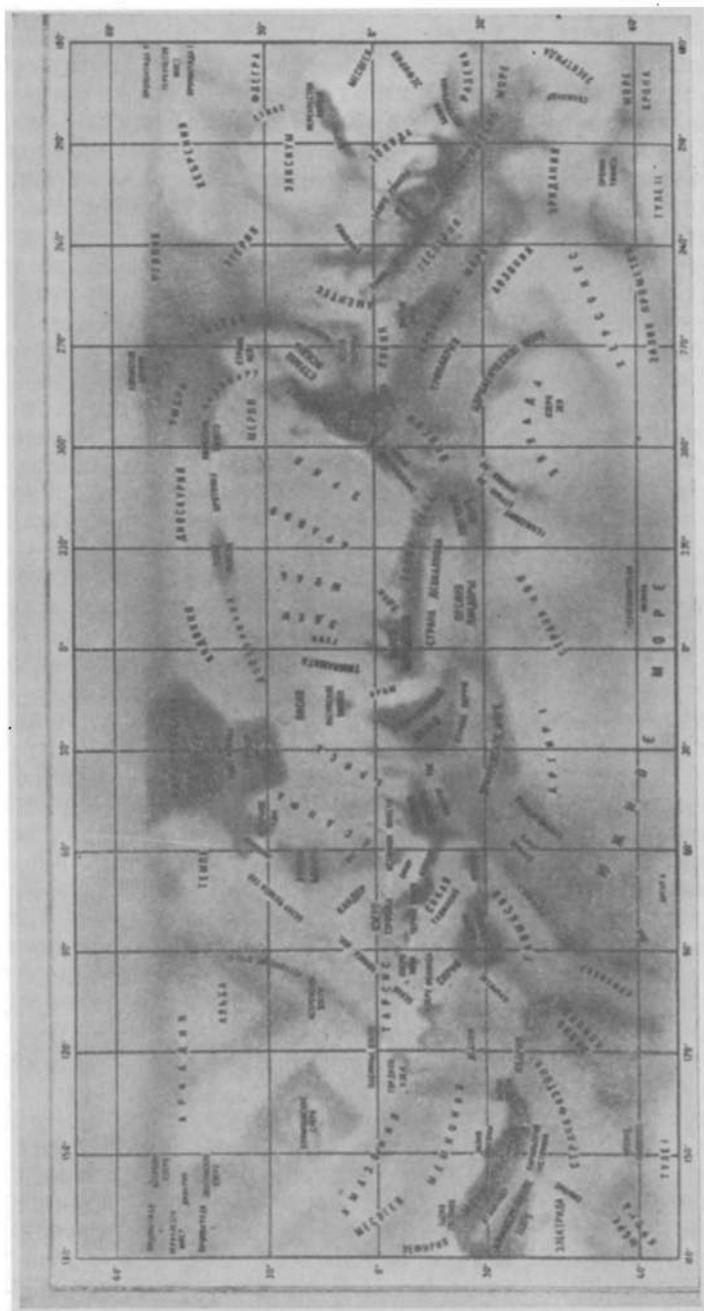


Рис. 206. Карта поверхности Марса, показывающая детали альbedo на ней и русские наименования их

спонта (Hellas). Между ними наблюдаются разграничивающие их откосы. Эллада принадлежит к числу довольно многочисленных на Марсе приблизительно круглых светлых образований. Следующим по порядку размеров кольцевым образованием является видимое с Земли очень светлое круглое пятно Nix Olympica (Олимпийские снега) диаметром около 500 км.

Что касается ареографического \*) рельефа, то он уверенно определяется из радиолокационных измерений дальности точек отражения сигнала, когда она последовательно изменялась по мере того, как планета, вращаясь, подставляла локатору все новые места для зеркального отражения. Еще надежнее метод радиозоо при облете планеты искусственным спутником. Такими путями был установлен перепад высот на Марсе около 13 км — именно такова разность высот двух светлых областей: Амазонии (Amazonis) и Тарсиса (Tharsis). Неподалеку от последнего, южнее темного Озера Тифона (Tithonius Lacus), начинается грабен — грандиозное ущелье Копрат (Coprates) длиной свыше 2000 км, глубиной до 6 км и шириной около 120 км. Самая заметная из темных деталей альбеда на Марсе — Большой Сирт (Syrtis Major) — находится на среднем уровне поверхности планеты.

За время многократных облетов Марса собран огромный ареографический материал, позволивший построить детальную карту Марса в масштабе 1 : 5 000 000. Выявлены три типа марсианского ландшафта: области, щедро покрытые кратерами; области, лишенные кратеров (например, Эллада); хаотические области (например, Страна Пирры — Purgae Regio или Копрат). Светлая область Ясность (Claritas) — Тавмасия (Tausasia) содержит ряд высоких горных цепей с пологими склонами. Невозможно провести какое-либо соответствие между уровнем той или иной крупной детали поверхности Марса и ее альбедо: темные и светлые области встречаются на одних и тех же высотах.

Кратеры на Марсе, как правило, лишены центральной горки, их размеры — от 3 до 120 км в диаметре. Малые кратеры, размером 1—2 км и меньше, немногочисленны. Зато на Марсе нередки кратеры типа кальдеры, т. е. большие кольцевые образования, возникшие после провала центрального вулкана с его окрестностями. На Марсе есть немало и таких «несостоявшихся» кальдер, как, например, Олимпийские снега (Nix Olympica) — обширный вулканический район с центральной возвышенностью, особенно светлой. Внешнее кольцо этого района имеет поперечник 600 км и возвышается над окружающей местностью на 6 км, а увенчивает возвышенность центральная вулканическая вершина высотой свыше 20 км над окружающей равниной и до 26 км над средним уровнем поверхности планеты.

---

\*) В применении к Марсу — морфологии его поверхности, картографии (координатам), атмосфере и т. д. применяется термин «ареографический» (-ая, -ие) — от греческого имени «Арес» — бога войны, именуемого в римской мифологии «Марс».



Из других особенностей марсианского ландшафта привлекают к себе внимание обширные поля на дне больших кратеров, покрытые барханами длиной 3—5 км. Нередки извилистые трещины, всем своим видом напоминающие русла исчезнувших рек, наконец, системы полос светлого и темного вещества, параллельно ориентированных и непостоянных: с временем существования одна — две недели. Еще один вид морфологических образований, не встречающий аналогии на других планетах, — длинные желоба, которые при пересечении препятствий — хорошо оформленных кратеров — «обтекают» их совершенно так, как обтекает вода в реке устои моста, только протяженность обтекания десятикилометрового кратера достигает 50 км. Эта форма марсианского ландшафта устойчива и кажется древним образованием, возникшим от широких водяных потоков или, скорее, от движения ледников.

Из радиолокационных наблюдений Марса на деци- и сантиметровых волнах следует, что зеркальное отражение происходит от сравнительно небольшой центральной части диска, площадью всего лишь около 5 % полной его площади. Это указывает на наклоны рельефа в среднем около  $3^\circ$ , что значительно меньше наклонов рельефа на Луне. Наконец, в видимых лучах, как мы видели выше (с. 476), фазовый коэффициент  $\gamma$  у Марса мал, что также говорит о гладкости поверхности. Правда, у Марса наблюдается заметный «эффект оппозиции», т. е., когда Земля стоит точно (в пределах  $1^\circ$ ) между Солнцем и Марсом, блеск последнего резко возрастает на 0,1—0,3<sup>m</sup> (т. е. до 30 %), по-видимому, вследствие того, что земному наблюдателю в этом случае поверхность планеты представляется лишенной теней. Однако у Луны этот эффект несравненно больше.

При малых контрастах на поверхности Марса наиболее заметной его деталью являются полярные шапки — белые образования у полюсов планеты. Полярные шапки непрерывно изменяют и размеры и внешние очертания. Они очень увеличиваются в зимний период соответствующего полушария и сильно уменьшаются в летний, иногда до полного исчезновения. Естественно рассматривать это явление, как таяние.

Фотографии, полученные с АМС «Маринер-6» и «Маринер-7», показывают крайне неровную границу полярной шапки, которая воспроизводит рельеф местности: снег (будем пока называть его так) задерживается на высоких местах: на затемненных склонах кольцевых гор и протяженных образований — хребтов, гребней (рис. 207). Но какова субстанция полярных шапок: снег или твердая углекислота, или еще какое-либо белое вещество? Мы отложим ответ на этот вопрос до выяснения вероятного химического состава атмосферы Марса и температуры его поверхности.

Детали альбедо — моря, заливы, озера, болота, каналы — на Марсе также изменяются со временем — периодически, параллельно с изменением времен года. Явления протекают так: к концу зимы большая полярная шапка начинает таять, т. е. ее размеры уменьшаются, границы отступают ко все более и более высоким широтам.

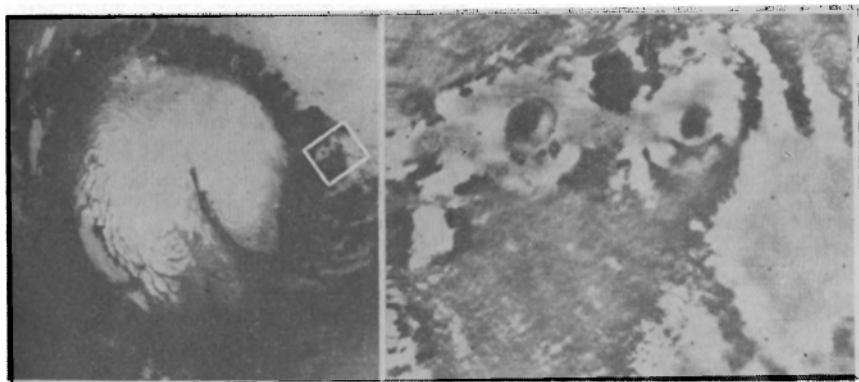


Рис. 207. Вид северной полярной шапки Марса, когда она достигла наименьшего диаметра (около 1 000 км) — одно из последних изображений, переданных от Марса его искусственным спутником «Маринер-9». Криволинейные темные выемки слева отражают, по-видимому, подтаивание светлого вещества на склонах, обращенных к Солнцу. Справа показан в крупном масштабе небольшой участок поверхности около широты  $+75^\circ$ , где ход подтаивания и обнажение темного грунта выглядят особенно отчетливо

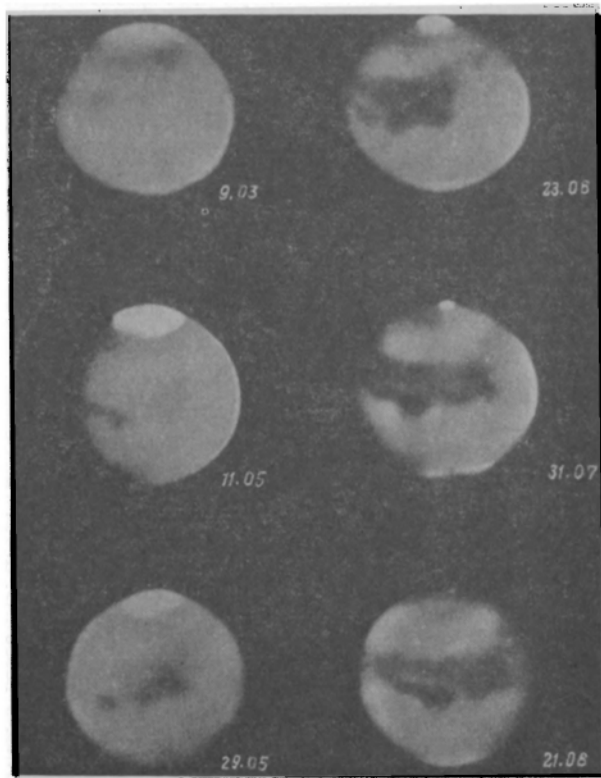


Рис. 208. Сезонные изменения поверхности Марса по мере наступления весны, а затем лета в южном его полушарии. Показаны фотографии одной и той же стороны планеты; в левом столбце — даты, эквивалентные земным датам 9 марта, 22 мая, 29 мая; в правом столбце — 23 июня, 31 июля и 21 августа.

Прилежащие к ней моря и каналы приобретают более ясные очертания, больший контраст. По мере продвижения весны во времени улучшение видимости деталей на поверхности Марса распространяется все дальше к экватору планеты со скоростью примерно 35 км/день и даже заходит к концу лета за экватор, так что тропический пояс на Марсе в разное время попадает под воздействием обоих полюсов (рис. 208).

Параллельно происходят небольшие изменения поляризации, указывающие на отрицательную поляризацию темных областей сравнительно со светлыми на рубеже весны и лета. Это обстоятельство, а также ход поляризации с фазовым углом согласуются с таким представлением о темных областях, по которому они состоят из очень малых непрозрачных частиц. Что касается поляризации полярной шапки, то в ней заметны две составляющие — поляризация самой полярной шапки и облачного покрова, иногда

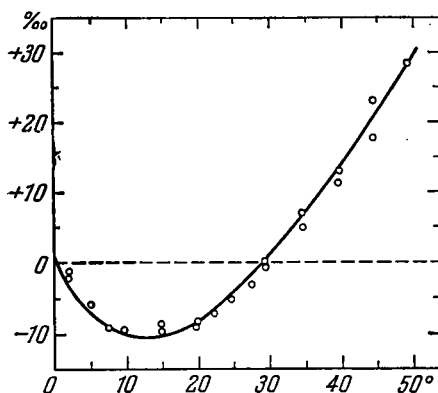


Рис. 209. Изменения поляризации с фазой у мелко измельченного лимонита (точки) и у светлых областей на Марсе (кривая)

Подолгу висящего над ней. Последний показывает зависимость от фазового угла, подобную той, что наблюдается у облаков из ледяных кристалликов. Поляризация полярной шапки как образования на поверхности Марса иная, не похожая на поляризацию ни облаков, ни снега, ни инея. Но иней, образованный в лаборатории под малым давлением (около 0,1 атм), дает сходную зависимость поляризации от угла фазы.

Светлые области оранжевого цвета на Марсе по своим фотометрическим и спектрофотометрическим свойствам очень напоминают лимонит — минерал, насыщенный красно-оранжевым цветом, химический состав которого  $\text{Fe}_2\text{O}_3 + n\text{H}_2\text{O}$  ( $n$  — от  $1\frac{1}{2}$  до 5) и который в быту известен под названием охры. Веское подтверждение этому уподоблению дают поляризационные наблюдения: зависимость поляризации светлых областей Марса от фазового угла точно совпадает с фазовой зависимостью поляризации порошкообразного лимонита (рис. 209). Таким образом, светлые области на Марсе можно рассматривать как пустыни, но весьма своеобразные — покрытые сравнительно тонким слоем «рыхлого песка», состоящего из ржавчины.

Панорамы марсианского ландшафта, полученные через различные светофильтры спустившимися аппаратами «Викинг-1, -2» (рис. 210), показали нам не только формы, но и окраску поверхности Марса. Это — оранжево-красная пустыня, по-видимому, песчаная, но усеянная многочисленными темными камнями с резкими краями. На месте посадки «Викинга-2», впрочем, в россыпи камней преобладают более



Рис. 210. Панорама Марса, переданная на Землю посадочным аппаратом «Викинг-1».

сглаженные формы с пористой поверхностью. Преобладающие элементы ( $>10\%$ ) в окружающем аппарат грунте — железо и кремний, довольно много Са и Al, а также Ti. Но пока еще неизвестно относительное содержание Mg, Mn, щелочных металлов и кислорода. Последнее обстоятельство затрудняет уверенное определение горных пород (базальты?). Впрочем, в грунте Марса были обнаружены и углекислый газ и кислород.

## АТМОСФЕРА МАРСА

Атмосфера Марса проявляет себя во многих отношениях в постепенном угасании звезды, когда на нее надвигается планета, в потемнении к краю диска планеты, в кратковременных и длительных помутнениях и даже облаках, в синей дымке и, наконец, в прямых спектральных особенностях. Во всяком случае все эти явления заметны совершенно отчетливо. Потемнение к краю диска — явление наиболее легко измеримое и допускающее легкую интерпретацию, так как пронизываемая лучом зрения толща атмосферы планеты меняется приблизительно как  $\sec z_{\oplus}$ , где  $z_{\oplus}$  — зенитное расстояние Земли в наблюдаемом месте планеты.

Даже такое яркое образование, как полярная шапка, на снимках с близкого расстояния кажется ущербной со стороны лимба, т. е. ее свет едва пробивается сквозь толщу атмосферы Марса, когда он пронизывает атмосферу почти касательно к поверхности планеты. Наблюдая яркость одной и той же детали поверхности планеты, переносимой вращением последней, в разных местах видимого диска планеты, можно определить атмосферную составляющую яркости и тем самым судить о плотности атмосферы. Изучая это же явление в разных длинах волн спектрофотометрическими или колориметрическими средствами, получают также сведения о механизме ослабления света в атмосфере. Если же сюда присоединить поляризационные наблюдения, то анализ атмосферы планеты становится весьма полным [см. выше формулу (33.31) и далее]. Рассеивающие свойства атмосферы можно представить формулой

$$\tau = D + \frac{C}{\lambda^4},$$

где  $\tau$  — ее оптическая толщина,  $D$  выражает рассеяние крупными частицами, а  $C/\lambda^4$  — рэлеевское рассеяние молекулами газа и мельчайшими аэрозолями. Из наблюдений следует, что атмосфера Марса не вполне следует этому закону в отношении зависимости от  $\lambda$ , а тогда и индикатриса рассеяния будет отличаться от симметричной формы, вытекающей из закона Рэлея. Внося необходимые поправки и проводя

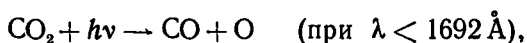
аналогию с земной атмосферой, получают, что давление у основания атмосферы Марса составляет всего лишь около 46 мм. Поляризационные наблюдения дают числа, близкие к этим, но все же очень сильно разнящиеся между собой в пределах от 18 до 125 мм. Все они зависят от степени присутствия в атмосфере взвешенных мельчайших частиц, которые дают рассеяние, сходное с рассеянием газовых частиц, и ведут к преувеличенному значению плотности атмосферы. Действительно, уже первые выполненные с АМС «Маринер-4, -6, -7» эксперименты, аналогичные просвечиванию атмосферы Венеры светом звезды Регула (см. выше), показали, что ослабление радиосигнала и фазовый сдвиг колебаний, исходящих от АМС, при их прохождении через атмосферу Марса крайне незначительны и соответствуют давлениям у поверхности планеты 4—6 миллибар.

Атмосфера Марса редко бывает вполне чистой. Облака, наблюдаемые в ней, условно называются (по цвету) белыми, желтыми и синими. Сюда же примыкает фиолетовая дымка. Все они обладают поляризацией света, различной для разного рода облаков. Иногда наблюдается сходная поляризация света в таких местах диска Марса, где визуально или фотографически не заметно ничего. Бывают очень большие облака размером до 2000 км. Проектируясь частью своей за терминатор планеты, высокое облако, освещенное Солнцем, когда под ним на поверхности планеты освещения уже нет, выглядит светлой точкой больших или меньших размеров на темном фоне — явление, которое некогда некритически воспринимали как «сигналы с Марса». Белые облака состоят, по-видимому, из ледяных кристалликов. Желтые облака или тонкая вуаль иногда покрывают большие участки планеты, затрудняя изучение ее поверхности, а порой делают совершенно неузнаваемыми хорошо известные области на Марсе. Такие облака имеют пылевую природу и возникают в результате *пылевых бурь*. Одна из сильнейших пылевых бурь наблюдалась на Марсе летом и осенью 1956 г. во время великого противостояния, когда планета была в перигелии. Мельчайшие пылинки очень долго оставались взвешенными, что проявлялось в очень повышенной яркости планеты при наблюдениях через синий светофильтр и в изменениях поляризации. Еще более сильные пылевые бури повторились во время противостояний 1971 и 1973 гг., особенно 1971, когда в течение трех месяцев на Марсе почти ничего нельзя было различить с Земли. В это время к Марсу подлетали две советские АМС, «Марс-2 и 3», и американский «Маринер-9», их эффективность тоже была сильно снижена. Судя по медленности прояснения при оседании пылинок, размеры их были очень невелики: около 1 мкм.

Визуальные наблюдения Марса принято производить с желтым или оранжевым фильтром: в этом случае достигается максимальный световой контраст между «морями» и «материками». Употребление зеленого и синего фильтра ухудшает видимость деталей на поверхности Марса, а с фиолетовым фильтром почти все детали исчезают. Этот эффект приписывали «фиолетовой дымке», которая не пропускает коротковолнового излучения, исходящего из планеты. Вместе с тем она,

конечно, поглощает в какой-то степени и приходящее солнечное коротковолновое излучение, так что цвет этой дымки не фиолетовый, а ближе к красному, иначе альbedo Марса в фиолетовом и ультрафиолетовом свете было бы больше, чем в красном и инфракрасном, тогда как в действительности дело обстоит наоборот ( $A_r = 0,05; 0,10$  и  $0,23$  соответственно для длин волн 405, 495 и 636 нм). Может быть, она и не существует вовсе, а просто детали поверхности Марса очень мало контрастны в фиолетовых лучах.

Спектральные наблюдения Марса обнаруживают в его атмосфере присутствие углекислого газа в количестве, значительно превышающем его содержание в земной атмосфере, по разным определениям от 5000 до 2000 атм·см. Там, где есть  $\text{CO}_2$ , должны быть и окись углерода  $\text{CO}$  и кислород, так как в условиях разреженной атмосферы Марса легко происходит фотодиссоциация



но есть и обратные реакции, ведущие к связыванию кислорода и, в частности, к образованию озона  $\text{O}_3$ . Кислород такого происхождения не может поэтому быть обильным в атмосфере Марса, и прямые спектральные наблюдения с использованием эффекта Доплера дают очень невысокую верхнюю границу содержания  $\text{O}_2$  в атмосфере Марса — 250 атм·см. Что же касается водяных паров, то спектроскопически для них устанавливается верхняя граница  $35 \times 10^{-3}$  г/см<sup>2</sup>, т. е. 0,35 мм выпавшего осадка, или 40 атм·см. Истинное же значение много ниже. Кроме того, оно очень переменно во времени и по ареографической широте, в среднем 3—5 мкм осаждаемой воды, но над темной каймой вокруг полярной шапки однажды было обнаружено 100 мкм. В итоге кислорода в атмосфере Марса обнаружено не более 0,3 %, воды <0,05 %, аргона 1,5 %, а азот не обнаружен. Зато найдены следы редких газов  $\text{Kr}$  и  $\text{Xe}$ . Углекислый газ составляет около 95 %, а общее давление на среднем уровне поверхности Марса равно 5,5—7,6 мбар, оно в зависимости от рельефа колеблется от 2 до 10 мбар. Мы отмечали уже присутствие  $\text{CO}_2$  и  $\text{O}_2$  в поверхностных горных породах.

## ТЕМПЕРАТУРА МАРСА

Обратимся к температуре Марса. Она неоднократно и с успехом измерялась. Если руководствоваться теоретическими соображениями, то средняя температура Марса должна быть около 240 К. Раньше мы получали более высокое значение, основываясь на том, что летом полярная шапка Марса тает. Фактически это может быть и не таяние, а испарение (сублимация) тонкого слоя снега или инея, а таяние происходит в более низких широтах. Марс получает от Солнца тепла немногим меньше, чем Земля, так как его атмосфера очень прозрачна, но и парниковое ее действие тоже слабо (по крайней мере в  $2^{1/2}$  раза

слабее, чем у Земли), поэтому можно ожидать быстрое и глубокое падение температуры на Марсе в ночное время.

Простейшая формула (33.40) дает для средней температуры по всей поверхности Марса значение 220 К. Измерения радиоизлучения Марса на волне 3 см вскоре после его противостояния дали сходное значение  $211 \pm 28$  К.

Это значение соответствует равновесной температуре при средних условиях. Из-за значительного эксцентриситета орбиты Марса облучение его Солнцем весьма переменное. Лето на южном полушарии Марса приходится вблизи перигелия, а на северном — вблизи афелия. Южное полушарие получает летом гораздо больше тепла, чем северное. За столетие южная полярная шапка дважды исчезала вовсе, северная же не исчезала ни разу. Конечно, температура в тропическом поясе Марса гораздо выше, чем средняя по диску. Так, по измеренному инфракрасному излучению при полете «Марса-5» над Солнечным озером (Solis Lacus) и Тавмасией (Taufmasia) была найдена температура поверхности 272 К. Это была, по-видимому, максимальная температура. Она пришлась на 13 часов по местному времени. При закате Солнца здесь же было определено 230 К, а в 21 час температура уже опустилась до 200 К. К утру, перед восходом Солнца, она становится еще ниже: 150—180 К. Вокруг подсолнечной точки можно встретить температуры более высокие, нежели 0 °С, или 273 К, конечно, на непродолжительное время в середине дня. Зато у полярных шапок температура держится на уровне 150 К, но это может относиться к облачному слою над ней. Во время таяния северной полярной шапки с искусственного спутника «Викинг-2» на ней была определена температура —68 °С, что, конечно, недостаточно для замораживания углекислоты при низком давлении. Наоборот, она подходит для воды в твердой фазе. Именно здесь были обнаружены водяные пары в количестве 100 мкм осаждаемой воды. Темные области на Марсе теплее светлых, а атмосфера холоднее подстилающей поверхности, что способствует сильной конвекции и перемешиванию газов в нижней атмосфере. В стратосфере Марса температура держится круглые сутки около 170—180 К.

Давление в атмосфере убывает с высотой примерно в 10 раз на протяжении 20—25 км в нижней атмосфере, в то время как температура падает с 210 К (в среднем) до 170 К. Далее температура падает медленнее к минимуму 110 К на высоте 50 км, после чего очень медленно повышается до 300—350 К к высоте 200 км, оставаясь такой же до высоты 1000 км. Здесь атмосфера состоит преимущественно из атомарного водорода в крайней степени разрежения ( $10^4$  см<sup>-3</sup>). Ионосфера Марса обладает наибольшей плотностью электронов  $n_e = 1,5 \cdot 10^4$  см<sup>-3</sup> на высоте около 130 км.

Бурное перемешивание в атмосфере у поверхности сопровождается горизонтальными перемещениями, которые, судя по передвижению облаков, происходят со скоростями до 10—15 м/с. Местные же ветры, связанные с рельефом, могут достигать скоростей 100—120 м/с. Таким образом, становятся понятными сильные и продолжительные бури на



Марсе, способные перемещать мелкие частицы на тысячи километров, а более тяжелые — на 50—100 км. Можно предполагать и глобальные перемещения в атмосфере: летом — от полярной шапки, где происходит усиленное испарение твердой углекислоты, зимой — обратно, когда идет массовое осаждение ее в полярной зоне.

### ВОДА НА МАРСЕ. ЖИЗНЬ НА МАРСЕ?

Естественно, что содержание водяных паров в атмосфере Марса по спектральным наблюдениям не может оказаться значительным, особенно если учесть, что атмосфера Марса холоднее его поверхности. В таких условиях подавляющее содержание водяных паров вымерзает (в ночное время — обязательно), а весь режим тепла на планете сильно напоминает земной режим в областях вечной мерзлоты, притом в высокогорных условиях. Марс может иметь значительное количество «ископаемой воды», т. е. льда, тотчас под верхним лимонитовым покровом, и кристаллизационной воды в самом лимоните, у которого лишь самый верхний слой совершает обмен с атмосферой.

Есть еще одно свидетельство в пользу существования воды на Марсе — спектральные свойства полярных шапок, которые в инфракрасной области показывают сравнительно с центром планеты депрессию около 1,7—1,6 мкм, что свойственно свету, отраженному от снега, льда или инея. Последние плохо отражают свет, уже начиная с  $\lambda = 1,5$  мкм, и очень плохо при  $\lambda \geq 2$  мкм, тогда как твердая углекислота «бела» до 2,5 мкм, имея лишь слабые полосы поглощения около  $\lambda = 2$  мкм.

Все же температуры в области полярных шапок, как мы видели, много ниже температуры замерзания не только воды, но даже углекислоты. Следовательно, углекислый газ — самый обильный газ атмосферы Марса — должен выпадать в твердом виде вблизи полюсов планеты и именно твердая углекислота составляет главную часть полярных шапок планеты. Что же касается полос поглощения льда, то они появляются в спектре даже при самых ничтожных примесях льда или снега. Можно думать, что небольшое количество водяных паров, содержащихся в атмосфере Марса, при переносе их в полярные области легко оседает вместе с углекислотой всего скорее в форме инея.

Но недоступная напрямую наблюдению «ископаемая» вода может быть обильной, и в отдельных местах планеты она себя проявляет или проявляла в прошлом. Мы еще вернемся к этому вопросу.

Изложенные в этом параграфе факты и их интерпретация поддерживают идею о существовании жизни на Марсе. Сезонные изменения, наблюдаемые на нем, и некоторые нерегулярные изменения в интенсивности, вплоть до полного исчезновения и восстановления, и расположение темных пятен говорят в пользу этой идеи.

Развитие растительности с наступлением благоприятных условий может захватывать сразу огромные области планеты, имеющей твер-

дую поверхность. Естественно, что «благоприятные условия» возникают с появлением положительных температур и воды в жидкой фазе, что и имеет место на Марсе в экваториальном и умеренных поясах в дневное время летом. Нас не должно останавливать то обстоятельство, что содержание воды в атмосфере Марса очень мало, что кислород почти отсутствует, что общее атмосферное давление очень низкое, а температура в среднем за сутки очень низка. Формы жизни, которые можно ожидать при таких физических условиях, конечно, очень просты. А простые организмы — мхи, лишайники, водоросли, грибы — отличаются исключительной способностью приспосабливаться к самым суровым условиям. Даже такие высокоорганизованные существа, как белые медведи и пингвины, живут в суровой обстановке льдов Арктики и Антарктики, водоросли *Chlamidomonas nivalis* живут на Земле высоко в горах, в снегу. Пробы песка в Сахаре показали наличие в них, при содержании влаги ниже 0,5 %, жизнедеятельных форм в виде простых организмов (бактерий, грибов и водорослей) количеством до 200 видов. Искусственное создание в лаборатории марсианских условий (кроме малой силы тяжести) для некоторых простых растительных форм приводило иной раз не к угнетению, а к расцвету их жизнедеятельности. Следует иметь в виду также, что на Земле есть немало организмов, ведущих анаэробное существование, т. е. не нуждающихся в кислороде. Если не говорить о Земле, то наибольшая возможность присутствия жизни на планетах Солнечной системы все же остается за Марсом.

Эти соображения натолкнулись, однако, на резко отрицательные результаты эксперимента, осуществленного на посадочном аппарате «Викинг-1» и повторенном на «Викинге-2» с целью установить наличие живого вещества в грунте Марса на местах посадок, которые специально выбирались так, чтобы попасть на более увлажненные места. Это был эксперимент, хорошо обдуманный биологами и химиками и столь же хорошо поставленный. Он не дал никаких свидетельств о наличии жизненных процессов на Марсе. Оставлена лишь слабая надежда, что эксперимент не обладал чувствительностью, достаточной для выявления ничтожных признаков жизни.

В итоге приходится принять альтернативное объяснение изменениям глобального масштаба на Марсе, происходящим в сравнительно короткие сроки: это — массовые перемещения пыли совместно с притоком газов со стороны полярной зоны с наступлением теплого сезона. Помимо того, что пыль может создать непрозрачную завесу в атмосфере, отложения ее могут неузнаваемо изменить, хотя бы на время, форму знакомых деталей альbedo. Таковы, например, многочисленные параллельные светлые и темные «штрихи» в области Большого Сирта, особенно у его восточной стороны, граница которой часто представлялась неустойчивой для земных наблюдателей.

Что касается жизни самой планеты, то она была достаточно богата событиями, оставившими следы в многообразии форм, наблюдаемых на Марсе (рис. 211). Как в случае Меркурия (и Луны), на нем широко

действовала метеоритная эрозия, покрывшая поверхность планеты многочисленными кратерами. Наряду с ними встречается много кратеров вулканического происхождения с неисчезнувшими еще вулканами (действия которых мы, правда, никогда не наблюдали). Но в этих объектах видны признаки эоловой эрозии — работы пыли и, быть может, воды. О том, что вода существовала на Марсе в жидкой фазе, говорят изгибающиеся борозды с многочисленными извилинами, напоминающие русла рек. Существование в прошлом на поверхности



Рис. 211. Участок поверхности Марса «Долина Казеи» с признаками размыва ее «берега», особенно заметными внизу (у восточной границы), где также помещена фотовставка с темными и светлыми «хвостами» у мелких кратеров — результат переноса пыли ветрами. Два самых крупных кратера имеют поперечник около 25 км. Предположительно размыв произошел в результате выброса «ископаемой» воды при тектонических процессах. (Займствовано из журнала *Sky and Telescope*)

Марса воды в твердой фазе обнаруживается по бороздам на поверхности, обтекающим ранее образовавшиеся кратеры (см. выше). Конечно, в прошлом это могли сделать лавовые потоки или ледники. Намеки на существование слоев вечной мерзлоты видны в форме грязевых обрушений крутых склонов ущелий и грязевых потоков, расходящихся от новообразовавшегося кратера метеоритного происхождения \*).

Влияние атмосферы в формировании поверхности Марса прослеживается во всем. Это — сравнительно мягкие очертания кратеров, это — недостаточное обилие малых (около 100 м в диаметре) кратеров сравнительно с крупными (мелкие метеорные тела дробились и испарялись в атмосфере), это — большие области вроде Эллады, светлые

\*) См. рисунки в журнале «Земля и Вселенная» № 2 за 1977 г.

и лишенные кратеров — сюда, в эту глубокую чашу, сметались и более не могли подняться пылевые частицы, засыпавшие имевшиеся там мелкие формы ландшафта.

Признаков тектонической деятельности на Марсе тоже много. Кроме упоминавшихся уже кальдер, вулканов и грабен, имеются более мелкие трещины, разломы и горные гряды. Что большинство кратеров метеоритного происхождения, доказывается многочисленностью кратеров на поверхности Фобоса — очень близкого к Марсу его спутника, который усеян кратерами и в котором, при его малых размерах, никакой вулканической деятельности быть не могло. Плотность мелких кратеров на поверхности Фобоса в сто раз выше, чем у Марса.

По-видимому, свободная вода и лед на поверхности Марса существовали в далеком прошлом, но не в более далеком, чем массовое образование на ней кратеров. Вероятно, льды и ледники не отличались большой мощностью и сам теплый период на Марсе не был продолжительным. Он мог быть следствием усиления солнечной деятельности или развития парникового эффекта при более богатом содержании углекислоты и водяных паров в атмосфере. Что-то поддерживало это состояние некоторое время, затем углекислота карбонизовала горные породы, а одни водяные пары не могли поддерживать парниковый эффект и тоже ушли в почву. Таким мы и видим Марс в настоящее время.

Выше мы затронули вопрос об эволюции атмосферы Марса. Его отличие от земной атмосферы легче понять, чем в случае Венеры. Скорость ускользания на Марсе значительно меньше, и он мог быстро лишиться легких газов. Низкая температура не препятствовала карбонизации горных пород. Наконец, мы совершенно не знаем, какова на Марсе мощность «ископаемой» воды, как много ее в форме кристаллизационной воды в минералах. Эти запасы могут быть значительными. Вспомним, как велики накопления льда и снега в Антарктиде и Гренландии!

Кроме выноса газов в атмосферу при вулканических процессах происходит также медленное выделение из горных пород абсорбированных в прошлом газов, которые не могли бы удержаться на поверхности планеты в период ее разогревания (если оно было). Может происходить и такой процесс, как распад радиоактивного калия  $^{40}\text{K}$ , дающий в продуктах распада стойкие изотопы кальция  $^{40}\text{Ca}$  и аргона  $^{40}\text{Ar}$  в пропорции 8,5 : 1. Этот процесс очень медленный (период полураспада  $1,3 \cdot 10^9$  лет), но он достаточен для того, чтобы, например, объяснить почти все содержание аргона в земной атмосфере и его долю в атмосфере Марса.

У Марса есть два спутника, которые, по малости своих размеров, лишь в самое последнее время стали доступны астрофизическому исследованию. Большой из них, Фобос, был неоднократно сфотографирован различными АМС (рис. 212). Он представляет собой очень вытянутое тело неправильной формы, изборозженное кратерами (до

5 км в поперечнике). То же можно сказать и о Деймосе. Их размеры таковы: Фобоса  $25 \times 21$  км, Деймоса  $13,5 \times 12$  км. Они имеют очень низкое альbedo,  $< 0,06$ , и составлены либо из базальтов, либо из хондритов. Одно из изображений Фобоса, полученное с расстояния 800 км,

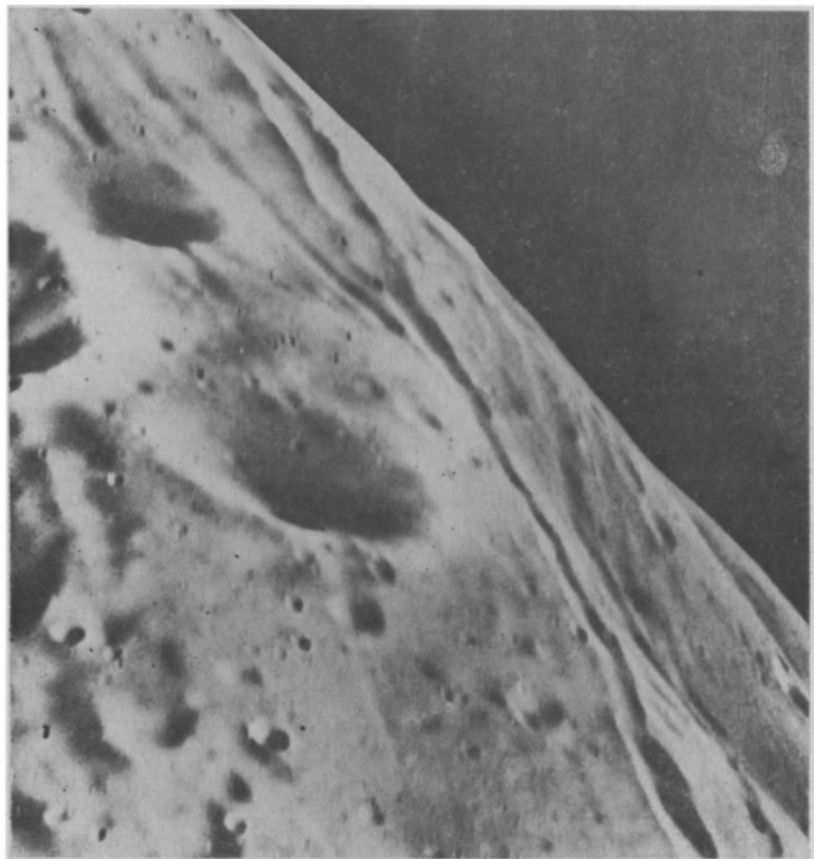


Рис. 212. Изображение Фобоса, полученное летающим аппаратом «Викинг-1» с расстояния 120 км. Легкая размытость изображения вызвана большой относительной скоростью «Викинга» и Фобоса. Видны детали размером  $10 \times 15$  м. Весь кадр —  $3 \times 3,5$  км. (Фотография НАСА). Так, вероятно, выглядят многие малые планеты (астероиды)

показывает, кроме того, систему параллельных «царапин», как бы полученных при касательном столкновении со скоплением более мелких тел. Другое объяснение — образование трещин при сильных приливных деформациях спутника.

Спутники Марса интересны в космогоническом отношении, так как оба очень близки к планете и один из них обращается вокруг Марса быстрее, чем последний вращается около своей оси. Вопрос

о том, как это могло произойти, представляет загадку для космогонических теорий.

Низкая средняя плотность Марса (около  $4 \text{ г/см}^3$ ) при его малых размерах делает сомнительным существование у него жидкого металлического ядра. Магнитное поле Марса очень слабо, если оно вообще существует.

## МАЛЫЕ ПЛАНЕТЫ

Малые планеты, иначе именуемые *астероидами*, числом во много десятков тысяч (из них закаталогизировано более 3540), можно рассматривать вместе с малыми телами Солнечной системы (глава IX). Однако их совокупность образует кольцо, лежащее близ основной плоскости Солнечной системы, занимая место между Марсом и Юпитером, которое вполне могло бы принадлежать самостоятельной планете (их среднее расстояние от Солнца составляет 2,9 а. е.). Заслуживает внимания гипотеза о том, что они и представляют собой обломки некогда существовавшей пятой (считая от Солнца), сравнительно небольшой планеты земного типа. Гипотеза эта основывается на некоторых общих свойствах орбитального движения астероидов. Впрочем, существует довольно много астероидов, преимущественно малого размера и малой массы, движение которых выпадает из общих закономерностей: одни из них в афелии забираются далеко за орбиту Юпитера \*), а другие в перигелии заходят внутрь орбиты Марса, Земли и даже Меркурия. Это так называемая группа Аполлона. В нее входят астероиды Эрот, Аполлон, Гермес, Амур, Икар, Географ и Фазтон, орбита которого характеризуется рекордно большим эксцентриситетом  $e = 0,896$  и наименьшим расстоянием в перигелии  $q = 0,139$ ; однако его среднее расстояние от Солнца  $a = 1,30$ , а в афелии он заходит далеко за пределы орбиты Марса. Диаметр его около 5 км.

В 1976 г. были открыты сразу два астероида — Атон и Хатор — с большой полуосью орбиты, меньшей 1 а. е., однако их орбиты пролегают и за земной орбитой вследствие большого эксцентриситета. Накануне открытия астероид Хатор прошел на расстоянии всего 1,15 млн км от Земли, побив рекорд сближения, случившийся с астероидом Икаром (1566), который подходил к Земле в 1968 г. на расстояние 7 млн. км. Крайний случай противоположного свойства представляет открытый в 1977 г. астероид 1977 UB. Его довольно сильно эксцентричная орбита ( $e = 0,38$ ) заходит далеко за орбиту Сатурна. Ее большая полуось  $a = 13,7$  а. е., и в апогее этот астероид подходит близко к орбите Урана. Обнаружен он был только благодаря своим относительно большим размерам: его диаметр около 200 км. Он получил название Хирон.

Лишь самые крупные астероиды (например, Церера, Паллада, Веста) имеют измеримые угловые размеры в нескольких десятых долей

---

\*) Таков, например, астероид Гидальго.

дуговой секунды, т. е. близко к пределу разрешения крупных телескопов (КПА, § 2). Конечно, такие измерения могут быть ошибочны на 10—15 % в ту или другую сторону. Единственный способ проверки этих измерений состоит в определении продолжительности покрытия звезд диском планеты, так как скорость углового перемещения планеты среди звезд всегда точно известна. Покрытие может быть нецентральный, поэтому такой способ дает минимальные размеры диска планеты. Так, например, микрометрические измерения дают для диаметра планеты Паллады (2) 490 км, а из покрытия Палладой звезды найдено значение 430 км. У планеты Цереры (1) измеренный диаметр равен 740 км, а покрытие дало 110 км. Очевидно, при этом покрытии центр Цереры прошел довольно далеко от звезды.

С помощью измеренных радиусов четырех самых ярких и крупных астероидов определены их геометрические альбедо  $A_g$ . Они оказались весьма различными — от 0,08 для Цереры (1) до 0,31 для Весты (4).

Однако определение размеров и альбедо астероидов с помощью их далекого инфракрасного излучения показало, что ранее измеренные угловые, а вместе с ними и линейные размеры астероидов значительно занижены, а альбедо их, наоборот, завышены.

Разработанная в последние годы до высокой степени совершенства инфракрасная техника позволила измерить потоки  $F$  собственного теплового излучения многих малых планет, включая и весьма слабые, в области 10 мкм и 20 мкм. Эта область отличается тем, что для тел с температурой 100—300 К отношение потоков в указанных длинах волн очень чувствительно к температуре. Полагая излучение серым, т. е. считая, что коэффициент излучения  $a$  (см. с. 486) не зависит от длины волны, можно вывести отношение

$$\frac{F_{10}}{F_{20}} = \frac{\pi B(10, T)}{\pi B(20, T)}, \quad (34.3)$$

где  $\pi B$  — функция Планка, откуда путем логарифмирования легко и с минимумом предположений выводится температура  $T$ . Это будет средняя цветовая температура  $\bar{T}$  дневной стороны диска планеты, обращенного к Земле.

Уже одного из двух значений потока,  $F_{10}$  или  $F_{20}$ , достаточно для определения радиуса планеты  $\rho$ , так как

$$F_\lambda = a' \cdot \frac{\pi B(\lambda, \bar{T})}{\pi} \frac{\pi \rho^2}{\Delta^2},$$

откуда

$$\rho^2 = \frac{F \lambda \Delta^2}{a' \pi B(\lambda, T)},$$

на этот раз — с неизвестным  $a'$ . Однако можно с большой надежностью положить  $a' = 1,0$  или 0,9. С другой стороны, можно проверить принятое значение  $T$  с помощью формулы (33.40), в которой зависимость  $\bar{T}$  от  $a'$  невелика, но зато требуется знать болометрическое

альbedo, которое также можно аппроксимировать величиной визуального альbedo, или величиной, на 10 % большей либо меньшей (последнее — у очень темных астероидов).

Таким образом, за последние годы были определены радиусы, температуры и альbedo более 700 малых планет. Хотя ряды подобных определений, выполненные на разных обсерваториях, систематически расходятся, расхождения не превышают 20 %. Примерно таковы же и возможные ошибки индивидуальных определений радиусов у отдельных астероидов. В таблице 26 приведены размеры и альbedo

Таблица 26

## Физические характеристики некоторых малых планет

№	Название	Система Гаваи — Ари- зона			Система Серро Тололо			Период вра- щения, P	Минералогич. тип
		A <sub>GV</sub>	ρ, км	V (1,0)	A <sub>г</sub>	ρ, км	T, К		
1	Церера	0,072	511	3,76	0,039	524	224	9,078 <sup>h</sup>	C
2	Паллада	0,087	279	4,53	0,049	323	183	7,81	C
3	Юнона	0,190	113	5,69	0,093	132	241	7,213	S
4	Веста	0,264	252	3,55	0,176	254	257	10,684	U
7	Ирида	0,182	96	6,03	0,110	109	254	5,064	S
10	Гигия	0,054	191	5,80	0,036	228	238	18?	C
13	Эгерия	0,041	112	7,40	0,035	131	223	7,045	C?
16	Психея	0,091	127	6,19	0,111	102	203	4,303	U
39	Летития	0,200	73	6,53	0,063	115	237	5,138	S
67	Азия	0,157	29	8,79	0,083	34	207	—	—
182	Эльза	0,212	20	9,36	0,138	19	324	—	—
617	Патрокл	0,037	74	8,34	—	—	—	—	C
704	Интерамния	0,033	175	6,60	0,017	200	205	8,724	C?
2062	Атон	0,166	1	17,56	—	—	—	—	S

Примечания:  
 1) C — углистые; S — силикатные (базальтовые ахондриты); U — неклассифицированные, с возможной примесью металлов.  
 2) A<sub>г</sub> относится к геометрическому альbedo по всему спектру. В системе Серро Тололо оно мало отличается от визуального.

нескольких малых планет по независимым измерениям на двух разных обсерваториях, обработанных по-разному. Приведены также их альbedo.

Конечно, в дальнейшем эти результаты будут уточняться, в том числе и с помощью космической аппаратуры. Сейчас их значение статистическое, и важнейший вывод из них таков: существует резкое разделение всего ансамбля более 700 астероидов на две группы — темных и светлых; первые имеют геометрическое альbedo от 0,02 до 0,06 с максимумом встречаемости от 0,03 до 0,04, вторые — от 0,09 до 0,40 с максимумом от 0,15 до 0,21. Кроме того, намечается явное



преобладание темных астероидов на больших удалениях от Солнца. Так, в частности, астероиды троянской группы, движущиеся приблизительно по орбите Юпитера, имеют очень низкое альbedo. Таким образом, совокупность малых планет около Солнца не единообразна и, возможно, возникновение и развитие обеих групп тоже шло разными путями.

Различные альbedo в соединении с поляризационными и немногочисленными спектрофотометрическими измерениями указывают на различный минералогический состав поверхности астероидов в этих группах. Темные астероиды подобны углистым метеоритам (см. главу IX), более светлые сходны с каменными метеоритами (базальтовые ахондриты), силикатными по составу, а самые светлые, как, например, (4) Веста, быть может, имеют на поверхности большие металлические включения (железа и никеля). Поляризационные наблюдения малых планет указывают на значительную отрицательную поляризацию при малых фазовых углах, которая сменяется все возрастающей положительной поляризацией после фазового угла  $\alpha=24^\circ$  (см. рис. 209). Наклон поляризационной кривой в этом месте хорошо коррелирует с величиной альbedo и может служить средством независимого определения альbedo (кроме очень темных астероидов). Наличие отрицательной поляризации указывает на рыхлую поверхность, состоящую из отдельных камней, малых обломков и неслежавшейся крупной пыли, подобно лунному реголиту (см. § 35).

Статистическое моделирование всей совокупности малых планет позволяет считать их не продуктом разрушения одной планеты, а скорее обломками от столкновений нескольких первичных планетоидов, существовавших при зарождении Солнечной системы. Некоторые из этих первичных тел, возможно, существуют и поныне. Их химический состав вблизи и вдали от Солнца был различен.

Общее число астероидов может быть оценено по постепенному нарастанию их числа по мере перехода ко все более слабым астероидам:

Астероиды, видимые в среднюю оппозицию как объекты  $19,5^m$ — $20^m$ , имеют радиусы  $\frac{1}{2}$  км и меньше. Очевидно, что при всей своей многочисленности они не внесут существенный вклад в общую массу астероидов, что же касается более крупных астероидов, то, приписывая им плотность такую же, как у упоминавшихся метеоритов, углистых и базальтовых хондритов, т. е.  $2,1$ — $2,8$  г/см<sup>3</sup>, найдем, что их суммарная масса достигает всего лишь  $1/4000$  массы Земли, тогда как самая малая из больших планет, Меркурий, имеет массу всего лишь в 20 раз меньше земной. Приведенные расчеты подкрепляются непосредственными оценками масс самых крупных планет — (1) Цереры, (2) Паллады и (4) Весты:  $1,17$ ;  $2,59$ ;  $2,39 \times 10^{24}$  г соответственно, полученных по взаимным возмущениям их движений. Их плотности получаются  $2,1$ ;  $2,8$  и  $3,1$  г/см<sup>3</sup> соответственно (с погрешностями до 35 %). По числу следов малых планет, обнаруживаемых на фотографиях со светосильными инструментами, можно составить представление о числе  $N(m_0)$  астероидов до некоторой предельной видимой

звездной величины (в среднюю оппозицию)  $m_0$ :

$$\lg N(m_0) = 1,12 + 0,375(m_0 - 10). \quad (34.4)$$

Отсюда получается, что астероидов до  $20^m$  имеется свыше 90 тысяч.

Само собой разумеется, что малые планеты не могут удерживать атмосферу, а температуры их лежат обычно в пределах 200—250 К. Очень характерным для малых планет является быстрое осевое вращение. Оно обнаруживается по периодическим изменениям их блеска, которое можно интерпретировать и как эффект фотометрической неоднородности поверхности и как следствие неправильности фигуры астероида, отступления от сферичности. Верно, по-видимому, последнее.

Амплитуда изменений блеска у малых планет бывает весьма различна и даже весьма различна у одной и той же планеты, что вызвано изменением положения оси вращения для земного наблюдателя в процессе орбитального движения планеты и Земли. Очень яркий пример показывает малая планета (433) Эрот, блеск которой меняется в течение 5,27 часа на  $1,5^m$ , а временами остается неизменным — когда его ось вращения направлена к Земле. Его фигуру интерпретируют как трехосный эллипсоид с отношением осей 36 : 15 : 17 км. Весьма сходные результаты дают радиолокационные измерения Эрота: полуоси экватора равны  $18,6 \times 7,9$  км. А визуально некоторые наблюдатели отмечали во время сближения Эрота с Землей, что астероид имеет форму гантели.

Еще больше амплитуда колебаний блеска у астероида (1620) Географ — от  $1,2^m$  до  $2,0^m$  — с периодом 5,22 часа. Его можно представить себе в виде еловой шишки или цилиндра с закругленными краями и отношением длины к толщине как 4 : 1 при эффективном поперечнике всего лишь в 3 км.

Наоборот, третий из близко встречающихся с Землей астероидов (1566) Икар имеет лишь небольшие колебания блеска — до  $0,2^m$  — с периодом 2,27 часа. Его диаметр не превышает 1 км.

Все эти три астероида, весьма близкие к Солнцу, имеют высокое альbedo, 0,2—0,3, состав их поверхности — металлическое железо + пироксен и оливин. Вероятно, таков же состав упомянутого выше астероида Атона, альbedo которого по поляризационным измерениям равно 0,2, а диаметр — меньше 1 км.

Очень малые астероиды вращаются особенно быстро, у более крупных встречаются чаще всего периоды в 7—15 часов, а у одного из них, (654) Зелинда, — даже 32 часа. Вероятно, периоды вращения меньше двух часов не существуют. По крайней мере углистые хондриты настолько непрочны, что при таких коротких периодах они должны разрушиться под действием центробежных сил.

Остается добавить, что цвет астероидов несколько желтее солнечного, подобно цвету Луны и Меркурия, хотя и бывают исключения.

## § 35. ЛУНА

Луна заслуживает отдельного рассмотрения, потому что она спутник Земли, ближайшее к нам самое изученное небесное тело, первый космический объект, на котором произошла высадка человека.

Со времени облета Луны и фотографирования ее обратной стороны советской автоматической межпланетной станцией (АМС), совершенного 7 октября 1959 г., множество АМС самых разнообразных конструкций и различного назначения посылались в сторону Луны, становились ее искусственными спутниками или совершали посадку на поверхность Луны с экипажем или без него и возвращались на Землю с богатым сбором лунного грунта, с фотографиями ее поверхности, полученными либо с летающего, либо с посадочного аппарата. С помощью всех аппаратов, постепенно совершенствуя методику, добывали все новые и новые сведения о физических характеристиках Луны, отчасти перекрывая старые результаты, отчасти их исправляя.

Этот первый период изучения Луны космическими средствами завершился в 1972 г. полетом пилотируемого космического корабля «Аполлон-17» (США) и в 1976 г. полетом АМС «Луна-24» (СССР). Аппараты возвратились на Землю с новыми образцами пород, устилающих поверхность Луны. При этом общая масса собранного материала не столь уж важна, так как благодаря современному развитию методов геолого-минералогического анализа, включая определение возраста изучаемых пород, достаточно иметь образцы размером в доли миллиметра \*).

### АТМОСФЕРА ЛУНЫ

Уже неоднократно Луна упоминалась как пример небесного тела, лишённого атмосферы. Это с очевидностью следует из мгновенного протекания покрытия звезд Луной (см. КПА 465), но утверждение это не носит абсолютного характера: как и в случае Меркурия, очень разреженная атмосфера может поддерживаться на Луне за счет выделения газов из поверхностных пород при их нагревании солнечным излучением, при «бомбардировке» их метеоритами и корпускулами, исходящими из Солнца.

Верхняя граница для плотности лунной атмосферы может быть установлена из поляризационных наблюдений у терминатора, особенно на краю лунных рогов, где толщина гипотетической атмосферы, пронизываемая лучом зрения, наибольшая. В квадратурах, т. е. вблизи первой и последней четверти, поляризация рогов должна была бы быть полной [формула (33.32)]. Да и простое сумеречное рассеяние света должно вызвать удлинение рогов. Ни удлинения рогов, ни даже ничтожной поляризации в их окрестностях не наблюдалось, и это приво-

---

\*) В первых изданиях этой книги мы излагали успехи космических исследований Луны в историческом плане. Такое изложение должно уступить место систематическому: каждый результат — в своем месте.

дит к оценке плотности лунной атмосферы не выше  $10^{-9}$  плотности земной атмосферы на уровне моря, т. е. не больше  $10^{10}$  молекул в  $1 \text{ см}^3$ . Такие результаты наземных наблюдений сильно завышены. Приборами, работавшими на Луне продолжительное время, формальные признаки атмосферы обнаружены, но это — всего лишь атомы и ионы у самой поверхности Луны в самой ничтожной концентрации ( $10^3$ — $10^6$  частиц в секунду через  $1 \text{ см}^2$  площади детектора). О том же говорит ничтожная яркость фона, создаваемого водородными атомами при резонансном рассеянии в линии  $L_{\alpha}$  (их оказывается всего лишь 50 в  $1 \text{ см}^3$ ). Обнаружены также в очень небольшом количестве следы изотопа  $^{40}\text{A}$ , образующегося при распаде радиоактивного  $^{40}\text{K}$ , и атомы гелия (в ночное время). Последний, как и водород, конечно, приходит вместе с солнечным ветром.

Фактически газы на Луне наблюдались и спектроскопическим путем при фотографировании спектра лунного цирка Альфонс 2—3 ноября 1958 г. (Козырев, Езерский). На спектрограмме в той ее полоске, которая соответствует спектру центральной горки Альфонса, отчетливо видны эмиссионные полосы как результат люминесценции газовых молекул под действием солнечного излучения. Явление наблюдалось всего лишь один раз и было связано, по-видимому, с процессами, подобными вулканическим, или с тектоническими перемещениями у поверхности Луны, которые вызвали выход наружу газов, прежде запертых. Состав выделившихся газов не поддается точному определению, за исключением углерода  $\text{C}_2$ . Конечно, удерживаться на поверхности Луны длительное время такой газ не может — скорость ускользания на Луне равна всего лишь 2,38 км/с. Но и поиски значительно более тяжелого газа, как сернистый газ  $\text{SO}_2$ , несмотря на всю тщательность, были безуспешными. Не обнаружен был и озон  $\text{O}_3$ .

## ТЕМПЕРАТУРНЫЙ РЕЖИМ НА ЛУНЕ

Таким образом, Луна ничем не защищена ни от солнечного нагревания в дневное время, ни от охлаждения — в ночное. Вместе с тем продолжительность солнечных суток на Луне составляет  $29\frac{1}{2}$  дней. В таких условиях на поверхности Луны следует ожидать больших температурных контрастов между дневным и ночным временем, что фактически и наблюдается. Благодаря большим угловым размерам Луна доступна детальному температурному исследованию как в оптическом, так и в радиодиапазоне. Вот главнейшие результаты измерений теплового излучения Луны в инфракрасной и радиочастотной областях спектра:

1. Измерения в инфракрасной области дали для температуры поверхности Луны в субсолярной точке около  $+100^\circ\text{C}$ , а в антисолярной (полуночной) —  $-160^\circ\text{C}$ ; последняя величина подтверждается измерением радиоизлучения Луны вблизи новолуния на длине волны 1,3 мм. Сравнение с радиоизлучением Солнца привело к температуре Луны в ее полуночной области  $124,5 \pm 8,6 \text{ K}$ . Убывание температуры во

время полнолуния к лунному краю идет согласно закону  $a \cos^{1/2} \theta$ , тогда как гладкая сфера должна давать падение по закону  $a \cos^{1/4} \theta$ . При этом наблюдаются места нарушений, в которых температура выше, чем в их окрестностях. Как правило, оптически более темные места, например моря, оказываются горячее светлых; в частности, дно у большого лунного кратера почти всегда холоднее окружающей местности (см., однако, исключения на с. 530).

2. Во время лунных затмений, когда инсоляция поверхности Луны быстро изменяется и на некоторое время вовсе прекращается

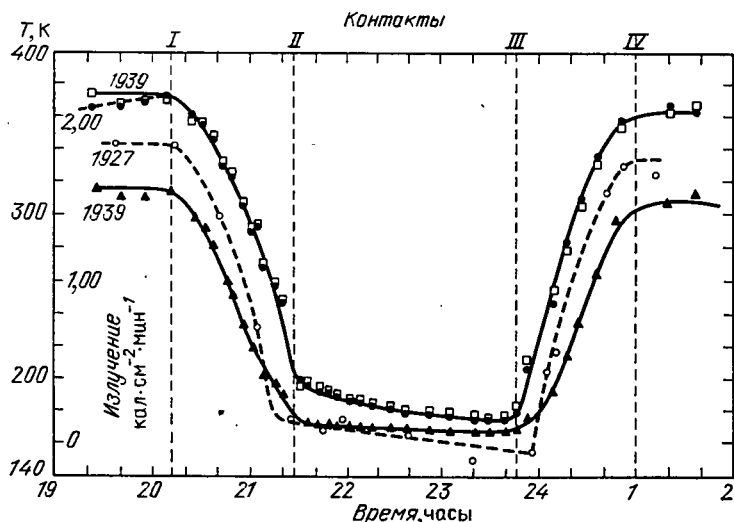


Рис. 214. Изменения температуры Луны по радиометрическим измерениям во время двух лунных затмений 1927 и 1939 гг. (две верхние кривые) и излучение лунной поверхности во время затмения 1939 г. В затмении 1939 г. измерялась субсолярная точка, а в затмении 1927 г. — точка вблизи лимба

температура той или иной точки на диске Луны определяется притоком тепла изнутри через теплопроводность. Быстрое падение температуры указывает на малую теплопроводность. Как видно на рис. 214, температура субсолярной точки на Луне падает от 370 до 190 К всего лишь за час с небольшим и так же быстро восстанавливается при возобновлении инсоляции. Краевая область Луны охлаждается до 160—150 К. Из этих измерений можно найти *тепловую инерцию* лунного поверхностного слоя, которая определяется произведением  $(k\rho c)^{1/2}$ , где  $k$  — коэффициент теплопроводности и  $\rho c$  — объемная теплоемкость. Указанное произведение оказывается в пределах от 0,003 до 0,008  $\frac{\text{кал}}{\text{см}^2 \cdot \text{мин}^{1/2} \cdot \text{К}}$ . Для того чтобы отсюда вывести какие-либо заключения о горных породах, слагающих поверхность Луны, нужны какие-то предположения об их вероятной плотности и теплоемкости. Оставаясь при разумных предположениях о  $\rho$  и  $c$  (порядка 1 г/см<sup>3</sup>

и 0,2 кал/г·К), можно получить оценки для  $k$ . Если принять  $\rho = 1$  г/см<sup>3</sup> и  $c = 0,2$  кал/г·К, то  $k$  будет лежать в пределах от 0,003 до 0,008 кал/см·сек·К.

и 0,1 гкал/г соответственно), исследователи приходили к выводу, что теплопроводность на Луне очень низка (около 0,00025), и это соответствует представлению о мелко раздробленной или даже пылевой структуре поверхности Луны (такую теплопроводность имеют, например, снег или стеклянная вата). Однако радиоизмерения температуры Луны дают более полное представление об этом.

3. В отличие от оптических, измерения в радиодиапазоне на сантиметровых и дециметровых волнах позволяют делать заключение о температурах под поверхностью: тем глубже, чем больше длина волны. Измерения яркостной температуры Луны приводят к постоянной составляющей температуры  $T_0$  и накладываются на нее периодически меняющегося члена с убывающей по мере роста глубины амплитудой и запаздыванием по фазе. Последние две величины также зависят от произведения  $krc$ . Что касается глубины, откуда эффективно исходит излучение в длине волны  $\lambda$ , то она пропорциональна  $\lambda$  и может быть оценена вновь при разумных предположениях о слагающих поверхности материалах.

На длине волны  $\lambda=0,8$  см было найдено изменение температуры со временем в течение синодического месяца:

$$T = 197 + 32 \cos(\omega t - 40)$$

в шкале Кельвина; при  $\lambda=1,6$  см найдено в шкале Кельвина

$$T = 208 + 37 \cos(\omega t - 30).$$

В последнем случае минимум наступает позже новолуния на  $1/12$  периода, т. е. на  $2\frac{1}{2}$  дня. При  $\lambda=3,2$  и 9 см средние температуры равны соответственно 211 и 218 К, а для  $\lambda>10$  см температура Луны почти не меняется с фазой, тогда как средняя температура растет до  $\lambda=35$  см. Отсюда можно оценить температурный градиент на Луне не менее 2 К/м, что почти на два порядка больше, чем на Земле ( $1/30$  К/м). Такой большой градиент также можно объяснить низкой теплопроводностью. Но так как никаких нарушений монотонности роста температуры с глубиной на Луне из радионаблюдений не замечается, то низкая теплопроводность, по-видимому, свойственна поверхностным слоям Луны в толще свыше десяти метров, т. е. не может быть следствием порошкообразного строения поверхности (возможного лишь на поверхности), и вместе с низкой плотностью  $\rho$  говорит о губчатой, пористой структуре вроде пемзы, которая, как известно, есть один из видов застывшей лавы.

Измерения хода падения температуры в деталях лунной поверхности во время лунных затмений показали, что многие кратеры, в том числе малые и ничем не примечательные, остаются заметно теплее окружающей местности на все время затмения. Особенно медленно остывают кратеры Тихо, Коперник и Аристарх с их центральными горками, которые оставались на 50 К теплее соседних с ними мест лунной поверхности. Море Спокойствия и вообще моря остывают, как правило,

медленнее материковых областей. Вероятно, во всех этих случаях мы имеем дело с повышенной теплопроводностью слагающих пород или с меньшей толщиной малопроводящего слоя с малой теплопроводностью, или даже со скалами, совсем свободными от пылевых наслоений. Установленные на Луне тепловые приемники, обращенные к скалам, показывали гораздо более медленное понижение температуры после захода Солнца, нежели приемники, обращенные к открытому пространству.

## МОРФОЛОГИЯ ЛУННОЙ ПОВЕРХНОСТИ

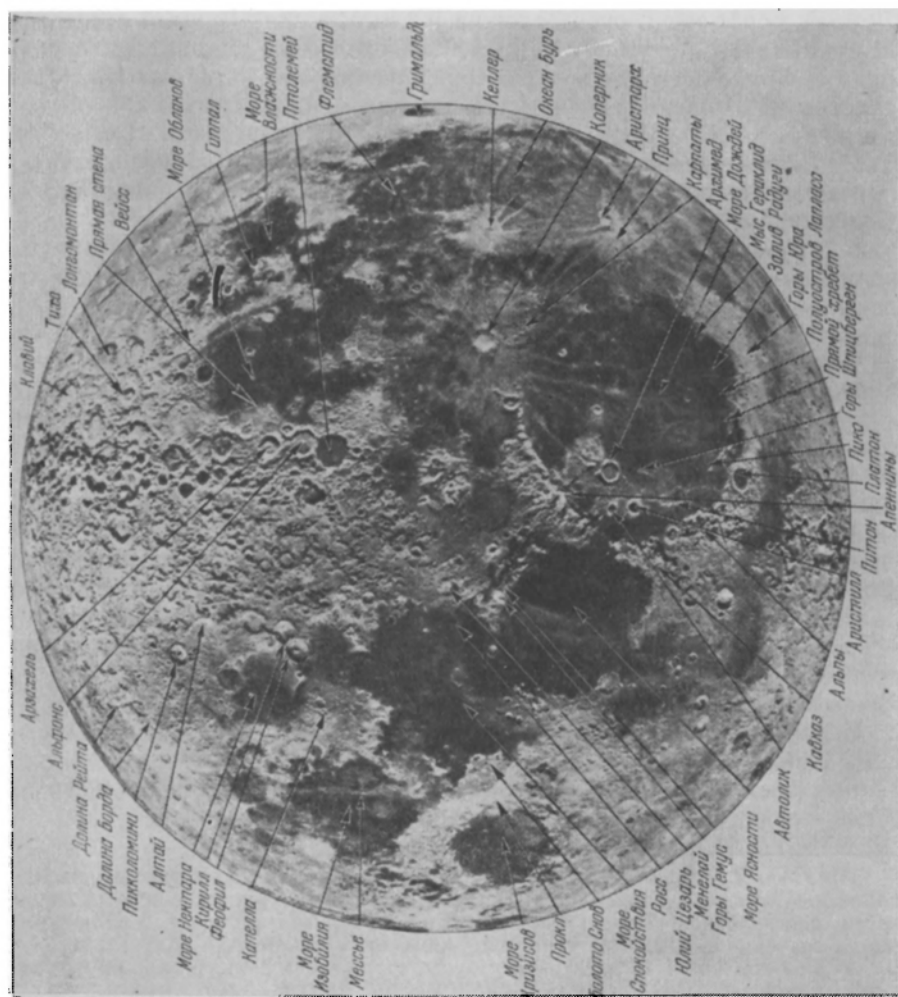
Лунная морфология очень сложна и своеобразна. Лунный ландшафт не имеет ничего сходного с земным. Есть сходство с ландшафтом Меркурия и, в меньшей степени, с марсианским ландшафтом. Наиболее заметны на Луне «моря», видимые невооруженным глазом как темные пятна (рис. 215). Их визуальное альbedo в среднем около 0,079 \*). Таким альbedo на Земле обладают лавы, обсидиан (вулканическое стекло). Размеры «морей» — 500—700 км и даже 1000 км в поперечнике. Более светлые «материки» (альbedo в среднем 0,120) имеют очень сложную структуру. На них больше всего выделяются многочисленные кольцевые горы, среди которых различают *цирки*, *кратеры* и *кратерочки*. Цирк представляет собой большую круглую равнину (*дно*), окаймленную кольцевым горным хребтом (*валом*). Диаметр вала цирка достигает иногда 250 км, а высота 5 км. Из-за большой кривизны лунной поверхности для наблюдателя, стоящего в центре большого лунного цирка, вал может оказаться невидимым, находясь под линией горизонта. У некоторых цирков дно бывает очень темным (альbedo около 0,084), и их можно рассматривать как форму, близкую к морям, тем более, что моря тоже бывают частично окаймлены горными хребтами, а одно из малых морей (диаметр около 500 км), Море Кризисов, сплошь окружено хребтами и может рассматриваться как гигантский цирк. Другие цирки более светлы — их альbedo достигает 0,140. Как правило, дно цирка лежит ниже окружающей местности, но бывает и наоборот, в частности, известен цирк Варгентин, заполненный до самого верха вала, так что он выглядит круглой столовой горой. Единичные цирки встречаются и внутри морей.

С другой стороны, при тщательном анализе изображений Луны, полученных ее искусственными спутниками, намечаются немногочисленные древние цирки диаметром 400—700 км, почти спрятанные за более поздними структурами.

---

\*) Здесь и дальше имеется в виду геометрическое альbedo, т. е. отношение яркости детали на Луне в данном направлении к яркости идеально белой поверхности, поставленной рядом перпендикулярно к солнечным лучам. Умножением его на значение фазового интеграла  $q=0,694$  для Луны можно получить сферическое альbedo, каким оно было бы у Луны, если бы вся она состояла из названного материала.

Рис. 215. Монтаж снимков Луны, сделанных во время первой и последней четверти, благодаря чему особенности лунной поверхности выглядят рельефно. Во Луне лишены резкости, так как тени от них не видны Юг — вверх





Кратер — это тот же цирк, но обладающий остроконечной горкой, расположенной в центре кольцевого вала. Кратеры меньше цирков, но самые крупные из них, например Тихо, Коперник, Циолковский, достигают размеров цирков (диаметр вала до 200 км). Темное дно у кратеров не встречается, а некоторые среди них — Аристарх, Кеплер, Тихо, Прокл — имеют особенно высокую яркость (альbedo до 0,181 у Аристарха) и выглядят в полнолуние яркими точками на лунном диске.

В противоположность им кратер Циолковский имеет очень темное дно диаметром около 120 км и центральную гору, очень светлую, вытянутую до 40 км.

Число цирков и кратеров больших размеров (диаметр более 20 км) на видимой стороне Луны исчисляется сотнями. Более мелкие образования, например 10 км в поперечнике, насчитываются уже тысячами, а совсем мелкие кратерочки (или лунки), усеивающие поверхность лунных материков, в том числе дно и валы цирков и кратеров, сотнями тысяч.

Существующий каталог лунных образований содержит свыше 17 000 кратеров диаметром больше 3,5 км только на видимой стороне.

Их размеры снизу ограничиваются лишь разрешающей силой наших телескопов (на Луне предмет размером в 1,86 км виден под углом в 1"; при очень хороших условиях наблюдения визуально можно уловить деталь размером не меньше 200 м, а фотографически — 700 м).

Совсем иные образования — горные хребты, тянущиеся на сотни километров, преимущественно около границы морей, и обращенные к последним своими более обрывистыми склонами. У них выделяются отдельные вершины или пики. Впрочем, пики встречаются и вполне обособленные, уединенные, особенно хорошо заметные в морях. Вершина Брайда в горной гряде Апеннины достигает высоты 4,7 км над уровнем соседнего Моря Дождей. Самая высокая гора на Луне — пик Лейбница у южного полюса — имеет высоту до 9 км! Самые низкие места на Луне — в области Моря Дождей и Океана Бурь — находятся ниже среднего уровня на 2,5 км, а самые высокие плато материков — выше этого уровня на 1,5 км. Крутые склоны горных хребтов имеют средний угол наклона к горизонту 30°. Гораздо более мягкие очертания имеют невысокие и пологие валы или жилы, заметные на поверхности морей лишь при очень косом освещении.

Противоположность им составляют тонкие с очень обрывистыми краями трещины. Их ширина и глубина составляет несколько сотен метров, но длина бывает равна 100 км и в одном случае доходит до 350 км (трещина в районе кратера Триснекер). Более широкие и менее обрывистые из них называются бороздами. Обычно и те и другие по своей длине имеют изломы и извилины. Часто трещины являются как бы ниткой, на которую нанизаны многочисленные мелкие кратеры.

Сходным с трещинами образованием лунной поверхности являются лунные долины, ширина которых достигает 10 км при длине до 180 км и больше. Такова, например, прямолинейная долина в хребте Альп,

имеющая ровное дно и крутые склоны. Обратная им структура — Прямая Стена — высокое ровное образование высотой до 400 м и длиной 150 км. Наклон отдельных ее мест доходит до 40°.

Исключительно интересной деталью на поверхности Луны являются светлые лучи, исходящие из некоторых кратеров и тянущиеся на огромные расстояния по дугам больших кругов, напоминая лучок меридианов, исходящих из полюсов на земном глобусе. Они пересекают встречающиеся на их пути цирки, кратеры, моря и горные хребты, не изменяя своего направления. Особенно заметна система лучей, исходящих из кратера Тихо вблизи южного полюса Луны. Один из этих лучей простирается на длину почти 4000 км (130° по дуге большого круга \*). Очень богата и сложна система лучей, принадлежащих кратеру Коперник. Некоторые из кратеров имеют всего лишь один или два луча: например, у двух близких кратеров Мессье два луча расходятся под малым углом, образуя как бы сноп прожектора. Лучи имеют альбедо около 0,14 и видны на материках хорошо только вблизи полнолуний. На морях они видны всегда. Аналогичное лучам светлое вещество окружает некоторые кратеры в виде сияния, особенно хорошо заметного во времена, близкие к полнолуннию.

В годы 1964—1965 отдельные участки Луны были особенно детально обследованы американскими космическими аппаратами «Рейнджер-7, 8, 9», снабженными телевизионными камерами. Они свободно падали на Луну и на участке подлета от 1800 км до 300 м вели передачу изображения поверхности Луны.

Вид поверхности Луны на малых участках, когда рассматриваются детали в десятки метров, удивительно одинаков в трех ее разных областях, в морях и на материке и отличается мягкостью очертаний. Это не относится к валам или центральным горкам кратеров, где, наоборот, наблюдается хаотическое нагромождение скал и глыб. Крупномасштабные снимки позволили также разложить лунные лучи на множество мелких кратеров, которые в совокупности дают повышенное отражение падающих солнечных лучей (рис. 216).

Так как Луна всегда обращена к Земле одним своим полушарием, нашему исследованию оставалась недоступной половина ее поверхности. Правда, явления либрации уменьшали невидимую часть Луны до 41 %, но и те образования лунной поверхности, которые находятся на краю видимого полушария, видны нам под очень острым углом, т. е. сильно искажены.

Успешное фотографирование Луны при облете ее со всех сторон, во всех направлениях и на близком расстоянии позволило построить карты Луны по типу топографических карт (рис. 217), так что уже в 1967 г. мы располагали полной картой Луны в масштабе 1 : 5 000 000, т. е. 50 км в 1 см, почти без «белых пятен» на ней, а позднее была по-

---

\*) Впрочем, это может быть результат сложения двух лучей, расположенных на одном большом круге, но исходящих из двух кратеров — Тихо и Менелай.

строена карта Луны в масштабе — 1 : 2 500 000. Для отдельных мест Луны имеются карты в масштабе 1 : 2500.

Обратная сторона Луны обладает теми же особенностями рельефа, что и видимая сторона, за исключением двух: на ней очень мало морей, а те, что есть, — малы; на ней также нет заметных горных цепей, подобных лунным Апеннинам, Альпам и Кавказу. Зато здесь наблюдает-

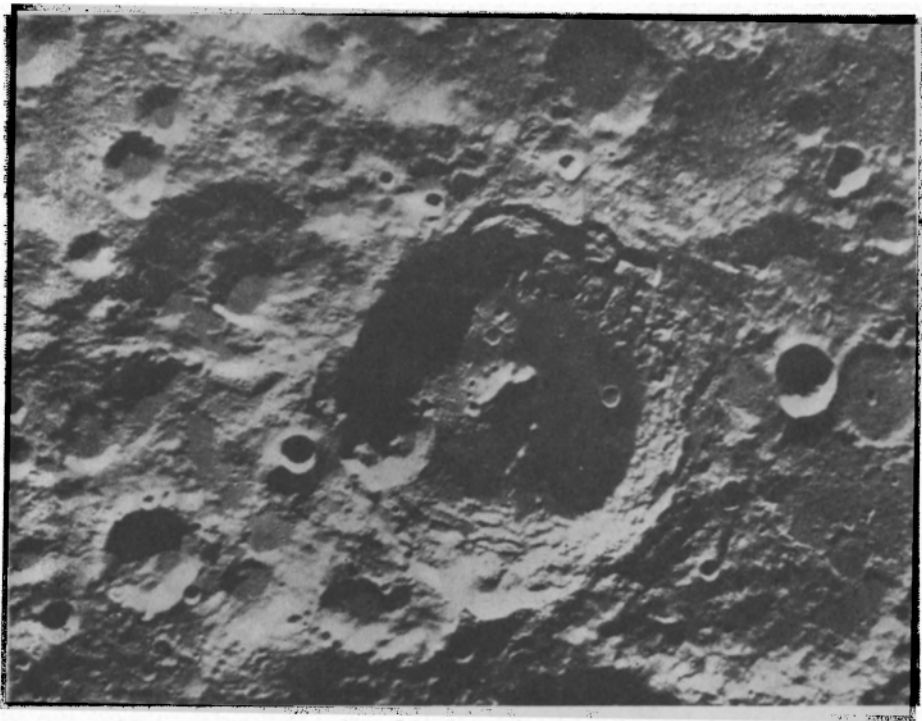


Рис. 216. Фотография области на обратной стороне Луны, полученная советским АМС «Зонд 8» в 1970 г. В центре находится кратер Эйкен (Aitken) ( $16,5^{\circ}$  ю. ш.,  $173^{\circ}$  в. д.). Диаметр его — 130 км. Нельзя не отметить великолепную четкость этого космического снимка

ся несколько отчетливых цепочек небольших кратеров. Цепочки эти вытянулись на сотни и даже тысячи километров. Впрочем, достаточно ярко выраженные гряды гор, окаймляющие гигантские кратеры или образования типа «морей», здесь встречаются нередко (рис. 218).

Выделяются несколько крупных кратеров и цирков, названных именами Ломоносова, Джордано Бруно, Циолковского, Жолио-Кюри, Королёва и других выдающихся деятелей науки. Большой кратер назван именем Ю. А. Гагарина. Кроме того, на обратной стороне Луны можно отметить несколько крупных образований кольцевого типа, подобных морям, но светлых, т. е. как будто темного (лавового) вещества не хватило для их заполнения. Они получили название талас-



соидов \*) или бассейнов. Талассоиды имеют поперечники до 500 км. На видимой стороне Луны отдаленную аналогию с талассоидами представляет обширная (диаметром до 600 км) круглая впадина с центром в Море Нектара, которое, будучи темным, занимает лишь часть ее. Ранее известное лишь на самом краю Луны Море Восточное представ-

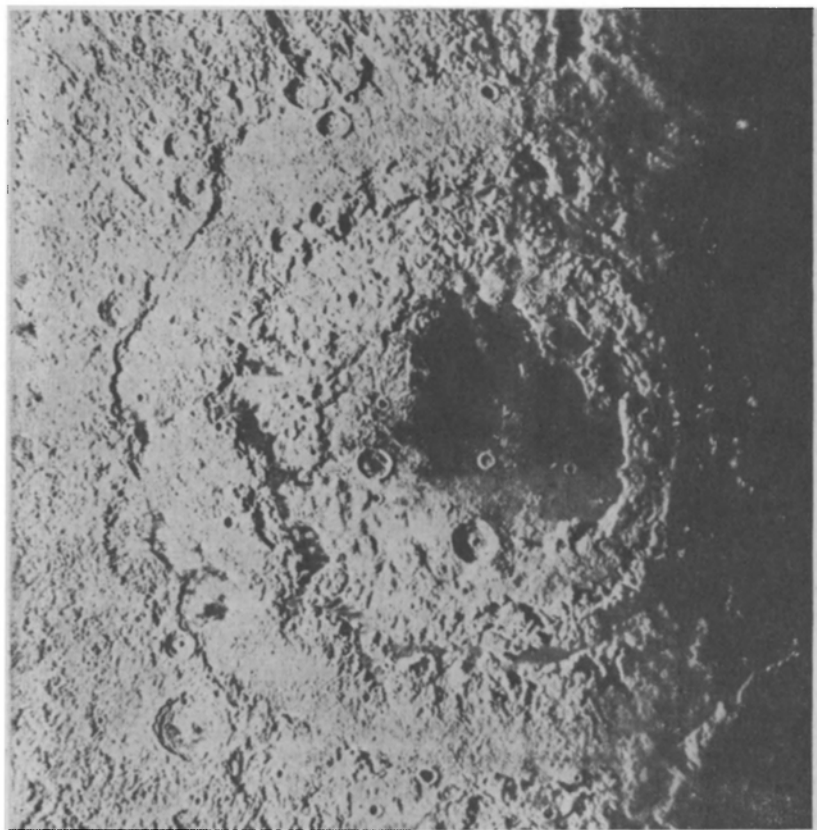


Рис. 218. Система валов гигантского цирка «Море Восточное». (Займствован из журнала Sky and Telescope)

ляется нам теперь во всей своей полноте и своеобразии. Само «Море» очень темное, окружено тремя концентрическими кольцами горных гряд, внешнее из которых имеет диаметр почти в тысячу километров, а внутреннее, окаймляющее темную область, в  $2-2\frac{1}{2}$  раза меньше. В известной степени это образование тоже можно считать талассоидом, как и описанную выше область вокруг Моря Нектара. Можно рассматривать талассоиды как «несостоявшиеся» моря.

\*) Thalassa (греч.) — море.

Отсутствие на Луне атмосферы способствует тому, что тени, отбрасываемые разными возвышениями на Луне, очень резки, а вблизи терминатора они еще и очень длинные, что совершенно естественно: когда зенитное расстояние  $z$  Солнца для данного места лунной поверхности приближается к  $90^\circ$ , длина  $l$  тени от предмета, имеющего высоту  $h$ , т. е.  $h \operatorname{tg} z$ , стремится к бесконечности и вливается в ночную сторону Луны благодаря кривизне ее поверхности. Ранее эти явления без достаточных оснований рассматривали как свидетельство чрезвычайной резкости, обрывистости лунного рельефа. На самом деле рельеф Луны достаточно полог и в большом и в малом. Средний угол крутизны кольцевого вала у цирков и кратеров с внутренней стороны составляет  $25^\circ$ , а с внешней — только  $7^\circ$ . Профиль лунного края указывает на наклоны еще меньшие: среднее квадратичное значение угла крутизны составляет всего лишь  $3,3^\circ$ . В данном случае речь идет о структурах размером больше 30 км. Удивительным образом структуры размером меньше 1 м имеют такую же степень неровности, как это следует из прямых фотографий Луны, полученных с аппаратом «Рейнджер-7», и из радиолокационных наблюдений Луны: посылаемые на Луну на волнах 250, 150 и 10 см короткие (2—5 мкс) импульсы расширяются при отражении очень мало. В то время как различие во времени двустороннего прохождения сигнала к центру и к краю лунного диска составляет  $2R/c = 11,6$  мс, фактически почти вся энергия отраженного сигнала приходила в первые 0,05 мс, а к 11 мс после прихода начала отражения оставалось всего 0,01 % его энергии. Интерпретация этих результатов приводит к выводу, что в образовании отраженного сигнала в основном участвует лишь середина диска внутри круга диаметром всего 350 км. Это почти зеркальное отражение, в котором участвуют не только ровная поверхность в пределах упомянутого круга, но и неровности, соответствующим образом наклоненные к наблюдателю.

При большом сходстве лунного ландшафта с марсианским первый отличается несравненно большей резкостью форм, что, конечно, следует приписать действию атмосферы во втором случае. Да и радиолокационные наблюдения подтверждают это, — как мы видели выше, средний наклон неровностей на Марсе составляет всего  $3^\circ$  на дециметровых волнах.

Что касается *микроструктуры* лунной поверхности, то она чрезвычайно шероховата.

Такой вывод вытекал прежде всего из фотометрических наблюдений Луны, выполненных с поверхности Земли за последнее полу столетие, и он получил полное подтверждение после мягкой посадки на Луну нескольких автоматических лунных станций (АЛС) — советских «Луна» и американских «Сёрвейор», которые с помощью телевизионных камер передавали панораму Луны от самых близких к камере участков лунного грунта до линии горизонта. Этот способ изучения Луны увенчался непосредственным обследованием лунной поверхности командами космических кораблей серии «Аполлон» после их успешных высадок на Луну.

Зависимость интегрального блеска Луны от фазы (рис. 219) указывает на резкое возрастание отражательной способности лунной поверхности к моменту полнолуния, когда мы видим каждую деталь на Луне с той стороны, с которой она освещается Солнцем. Отражательная способность лунного вещества определяется именно в это время — вдали от полнолуния она резко падает. Так, уже при фазе  $90^\circ$ , когда видимая с Земли освещенная площадь составляет половину площади, освещенной в полнолуние, освещенность от Луны в 12 раз слабее, чем в полнолуние, а при фазе  $145^\circ$  (лунный «октант») — в 160 раз. Такое сильное падение можно легко понять, если поверхность Луны представ-

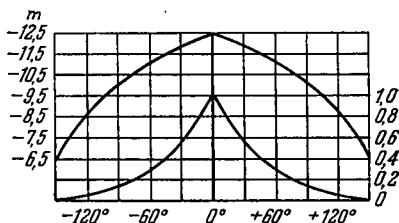


Рис. 219. Кривая изменения интегрального блеска Луны с фазой. Верхняя кривая, показывает изменения в звездных величинах (числа слева), а нижняя — в интенсивностях (числа справа) относительно блеска в полнолуние, принятого за единицу

лять себе как крупношероховатую поверхность, где любое возвышенье отбрасывает резкую тень на всякое более низкое место. Такие резкие тени мы видим на Луне, когда их отбрасывают лунные горы, кратерные валы и т. д. То же проявляется и в самых мелких образованиях, которые следует представлять себе либо в форме мелкобугристых шлаковых образований, беспорядочно сцементированных, или свободно наваленных друг на друга кусков щебня. Последнее весьма правдоподобно, так как объясняет и очень низкий коэффициент теплопроводности поверхностных слоев Луны. О чрезвычайной шероховатости говорит и отсутствие потемнения к краю лунного диска в полнолуние, так что одинаковые морфологические детали на Луне, независимо от угла освещения Солнцем, выглядят одинаково яркими, в каком бы месте лунного диска они ни находились (закон Барабашова — Маркова).

Совершившие мягкую посадку на Луну АЛС показали мелкую структуру верхнего покрова Луны — мелко раздробленные комки, пылинки (около 10 мкм), в которые немного погружены мелкие и крупные обломки и камни основных лунных пород. Вопреки прежним представлениям, они слабо связаны и отнюдь не образуют мощных слоев, состоящих из мельчайшей пыли, их средняя плотность — от 1,5 до 0,8 г/см<sup>3</sup>. Очень малый слой пыли действительно покрывает на Луне все — и мелко раздробленную поверхность и камни, но опоры «Игла» — отделяемой части корабля «Аполлон-11» — погрузились в грунт всего на 5—7 см, а подошвы обуви космонавтов — только на немного миллиметров. При попытке взять пробу грунта стальная трубка без труда углубилась на 5—7 см и лишь с большими усилиями достигла глубины 20 см, а взятые керны оказались мелкоструктурными (рис. 220). Правда, высадившаяся в другом месте Луны — в районе Океана Бурь — команда «Аполлон-12» нашла более рыхлый грунт, но и он не препятствовал передвижению космонавтов.

По своей отражательной способности различные места лунной поверхности можно сравнивать с горными породами, встречающимися на Земле: самые темные — с базальтовыми лавами, темными вулканическими пеплами и шлаками, с обсидианом и корой плавления метеоритов (см. дальше § 38), средние по светлоте — с трахитовыми лавами, вулканическими пеплами и шлаками, с темными туфами, самые светлые — с базальтами и каменными метеоритами. Граниты, глины, песчаники имеют альбедо значительно более высокое (0,22—0,25). Правильному определению альбедо в некоторых случаях может помешать люминесценция лунных пород под действием ультрафиолетового и корпускулярного излучения Солнца, свободно достигающего лунной поверхности. Свойством люминесцировать обладают многие земные минералы; могут им обладать и минералы лунные. Однако отдельные определения люминесценции на Луне не принадлежат к числу совершенно достоверных.

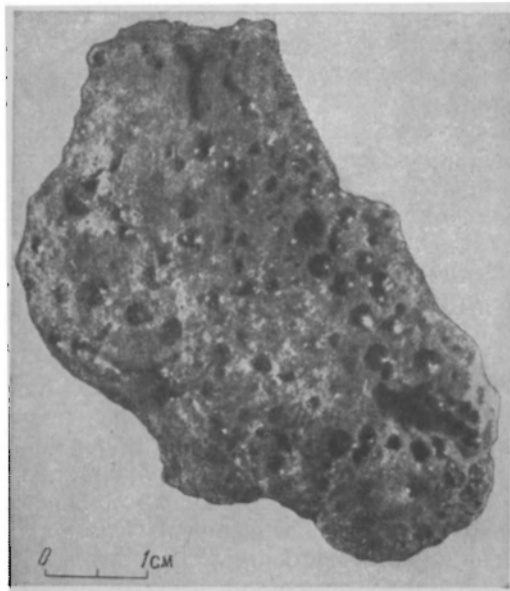


Рис. 220. Обломок мелкозернистого базальта с пущирчатыми пустотами. Подобран в Море Спокойствия экипажем «Аполлон-11»

Интегральный цвет Луны желтее солнечного. Показатель цвета Луны приблизительно на  $0,3^m$  больше показателя цвета Солнца и соответствует спектральному классу G8. Цвета отдельных деталей на поверхности Луны сравнительно мало отличаются друг от друга; в основном они серовато-бурые с зеленоватым, красноватым и другими оттенками. Их показатели цвета разнятся на  $0,25—0,30^m$ . Причина этого, конечно, лежит в изменчивости отражающих свойств лунных пород с изменением длины волны. Таким образом, спектрофотометрические сравнения разных участков Луны с земными горными породами при освещении их солнечным светом дают дополнительную возможность для определения горных пород на Луне. К однозначному ответу этот путь не приводит и указывает лишь на вероятность уподобления лунной поверхности той или другой земной горной породе. В частности, по цвету к лунным породам подходят вулканический пепел, крупнозернистый базальт, красный кварцевый порфир, железный кварцит, туф из Армении (рис. 221).

Облетевшие Луну АМС и посадочные АЛС внесли ясность и в этот



вопрос. Во-первых, была установлена различная радиоактивность крупных лунных форм, указывающая на то, что в морях преобладают основные породы (базальты), а на материках — ультраосновные. У первых, вероятно, повышенное содержание железа (так называемые ферробазальты). Во-вторых, собранные образцы лунных пород, доставленные на Землю, подвергались химическому, минералогическому и петрографическому анализу и дали совершенно достоверную картину лунного грунта на поверхности и до небольшой глубины (производилось бурение до глубин 2—2,3 м).

Наиболее характерной особенностью лунной поверхности является упоминавшийся выше сплошной слой крупных, мелких и очень мелких

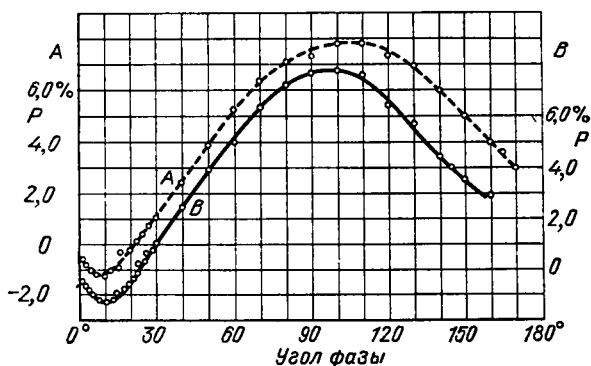


Рис. 221. Зависимость поляризации от фазы для интегрального света Луны (кривая А, цифры слева) и для вулканического пепла (кривая В, цифры справа)

обломков горных пород, погруженных в пыль, которая, однако, не связывает их. Это — лунный *реголит*. Его происхождение легко понять: либо следствие дробления горных пород крупными и мелкими метеоритами, падавшими на Луну в течение миллиардов и сотен миллионов лет, либо последствия выброса лунных пород при падении больших кратерообразующих метеоритов. Самого метеоритного вещества в лунном реголите немного — всего несколько процентов.

При радиолокации отражательная способность лунной поверхности постепенно растет по мере увеличения рабочей длины волны, что свидетельствует о том, что реголит быстро уплотняется с глубиной, так как радиоволны проникают тем глубже, чем больше длина волны.

Что же касается собственно лунных пород: камней, извлекаемых из реголита, или лежащих на нем, то образцы, собранные на материках и в морях Луны, при общем сходстве между собой и с изверженными породами на Земле, все же заметно отличаются друг от друга минералогически и химически. Образцы были взяты и исследованы в восьми морских и трех материковых площадках, и все они, несмотря на большое петрографическое разнообразие, могут быть причислены к оливинсодержащим базальтам. Как известно, на Земле базальты

являются основными магматическими породами. Кроме базальтов на Луне богато представлены анортозиты — те же базальты, но с большим содержанием алюмосиликатов и очень бедные окислами железа и титана, а также щелочных металлов. Из анортозитов сложены материковые породы на Луне, хотя и не всегда (например, Апеннины). Нередко базальты представлены в измененном давлением виде — *габбро*.

Важнейшие химические элементы присутствуют в покровных лунных породах довольно единообразно, независимо от того, где они взяты. Следующая таблица дает содержание соответствующих атомов в процентах к общему:

	O	Na	Mg	Al	Si	Ca+K	Ti	Fe
Моря	60,6	0,4	5,3	6,6	16,8	4,7	1,0	4,5
Материки	61,1	0,4	4,0	10,2	16,2	6,3	0,1	1,8

Заметное отличие между морями и материками проявляется лишь в большом содержании алюминия в материковых породах и в преобладании титана и железа в так называемых морских базальтах. Содержание железа на Луне значительно меньше, чем на Земле. Полностью отсутствует в горных породах Луны кристаллизационная вода, как и водород. Впрочем, из проб грунта, взятых с глубины 30 см, извлечены ничтожные количества газов HCN, CO, CH<sub>4</sub>, H<sub>2</sub>O, H<sub>2</sub>S и SO<sub>2</sub>, но это скорее всего — следы сравнительно недавнего столкновения Луны с кометой.

Вообще камни, собранные на Луне, носят следы эрозии (ударной?) на верхней поверхности, тогда как нижняя их поверхность, по видимому, не изменена.

Изотопный анализ (см. § 38) образцов, взятых в разных местах Луны, определил возраст их после кристаллизации от 3,5 до 4,5 млрд лет (см. еще об этом ниже), т. е. они старше старых земных пород, но по следам, которые в них оставили космические лучи, эти образцы пребывали на глубине больше метра под поверхностью все время своего существования, за исключением последних 20—160 млн лет, так что они были вынесены на поверхность либо в результате метеорной эрозии, либо вследствие тектонических процессов.

### ВНУТРЕННЕЕ СТРОЕНИЕ ЛУНЫ

Как радионаблюдения, так и непосредственные измерения теплового потока из недр Луны указывают на высокую температуру в ее глубинах. При бурении лунного грунта на глубину больше 2 м был установлен поток тепла от 2,8 до 3,2 мкВт/(см<sup>2</sup>·с), что лишь в три раза меньше потока, выходящего из глубины на поверхность Земли. Но достигает ли температура вблизи центра Луны 1500 К — критической для плавления силикатов при большом давлении? По-видимому, да. Установленные на поверхности Луны несколько чувствительных сейсмометров обнаружили многочисленные (до 3000 в год) землетрясения, проявляющиеся в поперечных колебаниях, т. е. от упругих волн, распространяющихся в твердой среде. Они исходят из глубин, не превышающих

1000 км, но в немногих случаях, в том числе от удара крупного метеорита, наблюдались только продольные волны, проходившие вблизи центра Луны, что свидетельствует о полурасплавленном ядре, радиус которого около 700 км.

Особенность сейсмических процессов на Луне состоит в очень медленном затухании раз начавшихся упругих колебаний в коре, независимо от того, происходят ли они от тектонических причин, от ударов метеоритов или от искусственных взрывов на поверхности. Есть признаки некоторой постоянной локализации землетрясений на Луне и их периодичности, связанной, по-видимому, с приливными воздействиями со стороны Земли. Вся совокупность сейсмических наблюдений приводит к такой модели внутреннего строения Луны: поверхностный слой до глубины 10—15 м состоит из реголита, ниже, до глубины 25—30 м, находится уплотненный слой из брекчии, а глубже, до 60 км, залегает слой габбро — метаморфизированного базальта. Приблизительно на этой глубине кончается лунная кора, за ней ближе к центру находится мантия, простирающаяся до полурасплавленного ядра на глубине около 1000 км. Покровные слои Луны имеют плотность около 2,9 г/см<sup>3</sup>, а в мантии она равна плотности базальтов: 3,3 г/см<sup>3</sup>, что почти совпадает со средней плотностью Луны. Приведенные значения плотности — сглаженные. В мантии под круглыми морями существуют массивные уплотнения (до 10<sup>-5</sup>—10<sup>-6</sup> массы Луны), названные *масконами* (mass-concentrations), которые выявляются по усилениям силы тяжести, испытываемым при движении искусственных спутников вокруг Луны.

Сложенные из более легких пород, анортозитов, материковые структуры преобладают на обратной стороне Луны, вследствие чего центр массы Луны смещен по отношению к центру фигуры на 2 км в сторону Земли.

Магнитное поле у Луны практически отсутствует, тем не менее поверхностные породы показывают довольно сильную магнетизацию, свидетельствующую о том, что они кристаллизовались в магнитном поле около 1000 гамм — в поле, по крайней мере раз в 100 сильнее современного. Объяснение этого факта находится в прямой зависимости от правильного понимания механизма образования и формирования Луны.

### ОБРАЗОВАНИЕ СОВРЕМЕННОГО ЛУННОГО ЛАНДШАФТА

Если в начале нашего столетия шла оживленная дискуссия относительно происхождения лунного ландшафта: образован ли он внутренними (эндогенными) или внешними (экзогенными) причинами, то в настоящее время ни у кого не остается сомнений в том, что в жизни Луны действовали обе причины. Мы имели случай встречаться с таким взглядом, когда говорили о морфологии Меркурия и Марса. Луна оказывает ему солидную поддержку лучшей изученностью, а главное — прямое изучение образцов лунной поверхности показало, что они — изверженные, образовавшиеся при охлаждении расплавов.

Конечно, невозможно было предполагать, что образование горных цепей на Луне обязано экзогенным силам, т. е. в основном падению метеоритов; то же самое следует сказать о трещинах, валах. Но при рассмотрении образования кратеров и цирков можно было стать сторонником как эндогенной, так и экзогенной гипотезы. И если вспом-

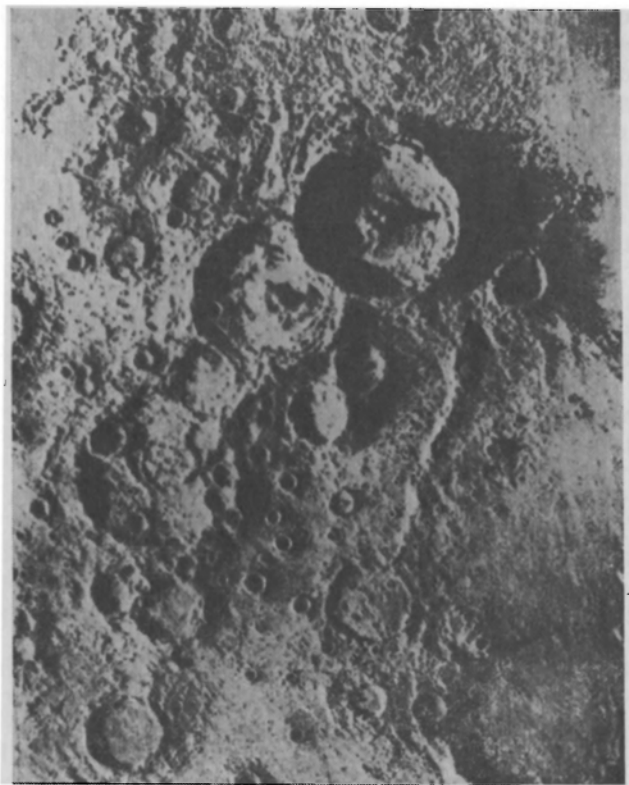


Рис. 222. Фотография участка Луны с кратерами (сверху вниз) Феофил, Кирилл и Катарина. Юг — внизу

нить, что небольшие спутники Марса, Фобос и Деймос, покрыты кратерами, то экзогенная гипотеза выглядит более привлекательной.

Можно допустить, что на Луне, как и на Земле, основные процессы, создающие ландшафт, сводятся к тектонике верхней коры планеты (спутника) и вулканическим явлениям. Но на Земле параллельно действуют могучие процессы выветривания и размывания рельефа вместе с выглаживанием его при движении ледников. На Луне ничего подобного нет, и, следовательно, возникшие формы могут изменяться или разрушаться только с помощью тех же процессов, которые привели к возникновению данной формы. Так, например, в цепочке трех больших

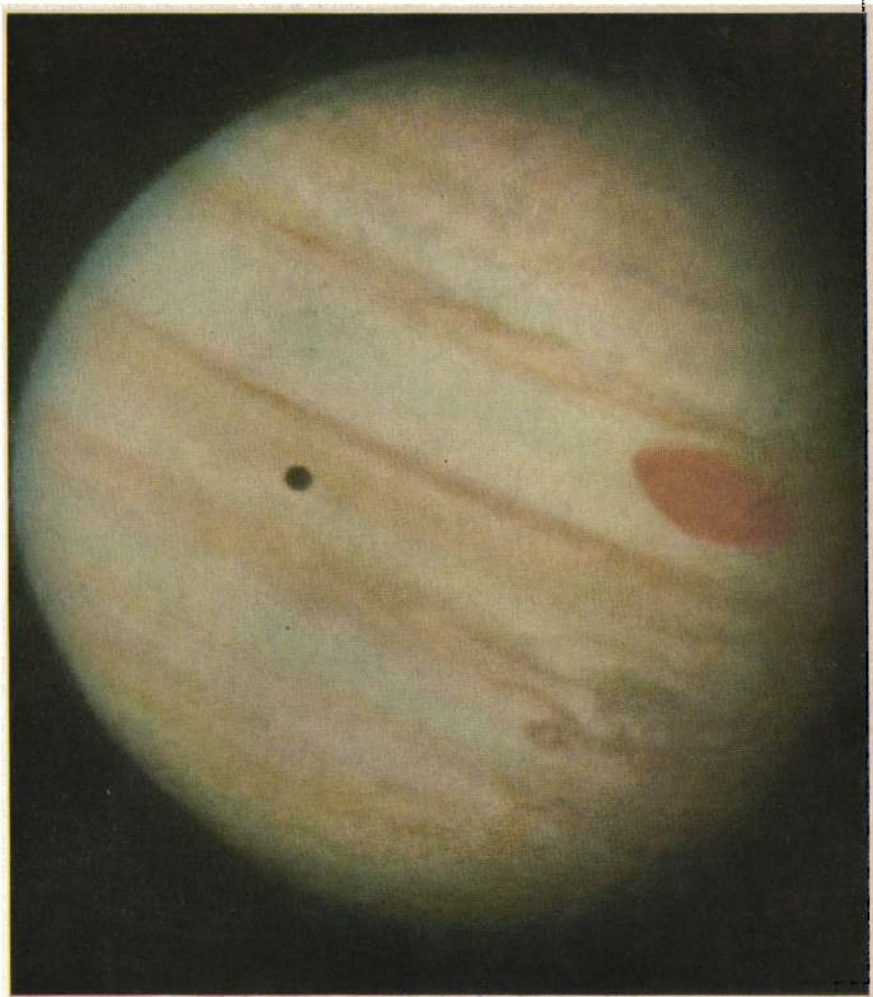


Рис. 213. Цветной снимок Юпитера, полученный АМС «Пионер-10» (снимок НАСА из коллекции автора). Фотография получена с расстояния 2,4 млн. км; черный кружок — тень от спутника.

кратеров — Феофил, Кирилл и Катарина (рис. 222) — только первый во всех отношениях хорошо очерчен. Вал кратера Феофил вторгся в пределы вала кратера Кирилл, деформировал его и частично разрушил. Кратер Катарина в целом подвергся значительным разрушениям из-за образования на нем и по соседству малых кратеров. В таких условиях без особых трудов можно сказать, какое образование старше и какое моложе, но не больше того.

В экзогенной гипотезе все лунные образования от больших морей до сотен тысяч малых кратеров рассматриваются как результат столкновения с поверхностью Луны малых космических тел — от астероидов до мелких метеоритов. На Земле есть образования, отдаленно похожие на лунные кратеры (рис. 223), но полного сходства не может быть по двум причинам: 1) падающие на Землю космические тела очень сильно тормозятся при движении через земную атмосферу, чего нет в случае Луны, и только самые крупные метеориты могут достигнуть поверхности Земли с космической скоростью (десятки километров в секунду), вызывая взрыв при падении; 2) если при падении на Землю крупного метеорита он и образует на поверхности обширные и глубокие кратеры, похожие на лунные, то влиянием ветра и воды они будут за геологически короткие сроки полностью или частично разрушены, так сказать, «стерты с лица Земли» (см., однако, § 38, с. 599). Наконец, и масштабы взрыва на Луне гораздо больше из-за малой силы тяжести.

Первоначально поверхность Луны состояла из продуктов остывания первородного вещества Луны. При этом в самой ранней стадии существования Луна, возможно, была холодной. В соответствии с действующими ныне космогоническими идеями первоначальное облако мелких и крупных твердых тел — планетезималей — могло образовывать вблизи уже существующей Земли сгущение, которое накапливало в себе все большее количество рассеянного в пространстве вещества, в результате чего оформился спутник Земли как агломерат пыли, камней, глыб, скал и планетезималей. Газы же, которые в этой обстановке удержались на протоземле, на протолуне не сохранились, рассеявшись в пространстве. Твердые образования на ней под действием тяготения слились в одно целое, а содержащиеся в них радиоактивные вещества привели постепенно к разогреву всего лунного шара и к частичному расплавлению его под внешней корой. Средняя плотность Луны составляет  $3,34 \text{ г/см}^3$ , что значительно меньше средней плотности Земли ( $5,52 \text{ г/см}^3$ ) и ближе к плотности земной коры ( $2,64 \text{ г/см}^3$ ). Трудно сказать, что лежит в основе этих различий. Вполне вероятно, что и Земля образовалась из планетезималей. Но имели ли они в среднем иной химический состав или большая масса (в 81 раз больше, чем у Луны) и, следовательно, большие давления в недрах Земли привели к образованию очень плотного ядра ее, решить при нынешнем состоянии наших знаний невозможно. Частично или полностью разогрев недр Земли также обязан радиоактивному распаду.

С разогревом всего тела Луны в нем началась физическая и химическая дифференциация, уход легкого вещества вверх и более тяжелого

го — внутрь. На поверхности, в связи с ее остыванием, шла кристаллизация, образование тонкой коры из самых легких и светлых анортози-



Рис. 223. Фотография метеоритного кратера в штате Аризона (США), снятого с воздуха (вверху) и с земли, со стороны (внизу). Поперечник вала этого кратера составляет 1260 м. Он возник сравнительно недавно и не успел подвергнуться большим изменениям, тем более, что он расположен в сухой пустыне

товых пород, из которых потом при дальнейшем остывании Луны, в результате тектонических процессов образовывались лунные материковые структуры. Как мы видели выше, древнейшие лунные горные

породы имеют возраст 4,5 млрд лет и более (до 4,6 млрд лет), тогда как на Земле самые старые горные породы не старше 3,8 млрд лет. Более древние, надо полагать, не уцелели.

Вероятно, в течение полумиллиарда лет Луна остывала, покрытая тонкой корой, а затем она подверглась жесточайшей бомбардировке со стороны метеоритных тел, преимущественно крупных. Это случилось около 4 млрд лет назад и продолжалось несколько сотен миллионов лет. Одно из самых крупных тел, столкнувшихся с Луной в ту пору, была планетезималь диаметром 200 км, несшая с собой кинетическую энергию порядка  $10^{32}$ — $10^{33}$  эрг и давшая начало образованию Моря Дождей (Mare Imbrium). Это так называемая *Имбрийская катастрофа*. Теперь здесь обнаружены образцы, имеющие возраст 3,8 млрд лет. Быть может, описанная бомбардировка частично расплавила поверхность Луны. Вместе с продолжающимся радиоактивным разогревом подкоркового слоя Луны это дало начало обширным излияниям лавы, темной из-за повышенного содержания в ней железа и магния. Мы называем их теперь морями. Образование морей шло от 3,8 до 3,1 млрд лет назад, причем моря переживали перемешивание и повторные приливы лавы в течение этого периода, что особенно хорошо заметно в облике «несостоявшегося» моря — Моря Восточного, которое скорее следует считать гигантским цирком, родившимся около 4 млрд лет назад и с той поры трижды дававшим выход лавам, нагромождавшим кольцевые валы (см. рис. 218). Можно предполагать, что тело, породившее своим падением Море Восточное, имело поперечник около 25 км или еще больше. Большая толщина коры на обратной стороне Луны препятствовала образованию крупных морей.

Период от 3,8 до 3,1 млрд лет назад был относительно спокойным в биографии Луны. Ударные катастрофы местного масштаба не прекращались, но случались реже, и потому мы видим сейчас поверхность морей сравнительно ровной, без заметных нарушений рельефа, хотя отдельные немногочисленные кратеры, иногда крупные, встречаются и на них. Таковы хорошо сохранившиеся кратеры Коперник, Кеплер и Аристарх в Океане Бурь, Архимед в Море Дождей. На материке в это время появился упоминавшийся уже кратер Феофил, а также Тихо. Его древняя часть возникла от удара внешнего тела (тогда образовались исходящие из нее лучи) и уже потом рядом появились обширные лавовые излияния, образовавшие цирк с темным вулканическим дном. Лавовые излияния в местах, ослабленных ударом, вообще не редкость на Луне. Таков, например, упоминавшийся кратер Варгентин, залитый лавой до вершины кольцевого вала. Такого же происхождения лавовое озеро возле кратера Скалигер, вытекшее не из кратера, а из трещины и распространившееся по площади 50 тыс. км<sup>2</sup>. Излияния базальтов подобного и более крупного масштаба и тоже из трещин обнаружены и на Земле.

После того как основная масса лунных кратеров образовалась, постепенно установилось состояние насыщения, при котором всякое новое падение уничтожает старых кратеров столько же, сколько за



то же время создается новых. При этом действительно от одного (по времени) падения может произойти несколько выбросов, которые могут образовать цепочку нескольких кратеров, иногда очень длинную. Большое количество малых кратеров, расположенных вокруг кратера Коперник, несомненно вторичного происхождения. Они образовались в результате взрывного разбрасывания вещества Луны при возникновении основного кратера.

Вероятно, подсчет числа кратеров на единицу площади является хорошим средством для установления возраста лунных образований. Если плотность распределения кратеров на единицу площади в морях в среднем принять за единицу, то разные моря дадут сравнительно небольшую дисперсию от 0,6 до 1,5, то же можно найти и на дне некоторых цирков и кратеров, если они темные. Но в типичных «материковых» областях плотность кратеров доходит до 30 таких единиц. Таким образом, моря — молодые образования, возникшие около двух миллиардов лет назад, на которых успели оставить след падения отдельные крупные тела, сохранившиеся до поздних стадий развития Солнечной системы. Однако у самых молодых образований, таких, например, как кратеры Тихо или Аристарх, поверхность очень неровная, полна крупных обломков, а плотность кратеров в десять раз ниже, чем в морях, что говорит о возрасте в несколько сотен миллионов лет. Со временем они будут раздроблены и приобретут мелкую структурность на общем ровном фоне, и лишь крупные падения нарушат эту картину. А сейчас они сохраняют цельность и высокую теплопроводность, вследствие чего являются и носителями тепловых аномалий (см. с. 530). Таким образом, более молодыми образованиями на Луне оказываются самые темные (моря) и самые светлые (некоторые кратеры) — первые не успели покрыться кратерами и толстым слоем пыли, вторые — не успели раздробиться и потемнеть под действием солнечного облучения протонами. Новые падения разрушают уже имеющиеся образования различными средствами — прямым ударом, вторичными ударами при разбрасывании. Событий подобного рода каждая точка лунной поверхности испытала много за время своего существования, и очень старые объекты постепенно исчезли. Лишь самые крупные из них, поперечником во многие сотни километров, удастся еще с трудом проследить в наше время. Можно думать, что те из них, возраст которых превышает 4 млрд лет, вообще не дошли до наших дней.

Встречаются на Луне и кратеры — вулканы земного типа (вокруг того же Коперника), иногда довольно многочисленные. Вполне допустимо, что из них временами изливаются лава, но эти процессы носят местный характер и лишь в малой степени определяют лунный ландшафт.

Описанная здесь картина образования лунного ландшафта на основе экзогенных факторов представляется в настоящее время более правдоподобной, чем картина эволюции на основе одних эндогенных факторов. Все же истина лежит в синтезе тех и других. Как бесспорны падения крупных тел на Луну извне, так бесспорно и существование

нормальных тектонических и вулканических процессов, поскольку недра Луны разогреты. На ней должны происходить горообразовательные процессы, сдвиги, разломы, излияния лавы внутри кратеров, превращающие их в цирки. Геологи находят на Луне много форм, естественно вытекающих из таких же процессов, которые определяют геологическое развитие Земли.

Следует сказать, что совокупное влияние внутренних и внешних факторов при образовании лунного ландшафта (так же, как и марсианского), по-видимому, неизбежно еще и потому, что каждое падение крупного метеорита пробуждает в данной области вулканизм.

Случаются ли в наше время какие-либо изменения на Луне? Что происходит в масштабах, недоступных разрешающей силе телескопов (КПА, § 2), мы не знаем, а изменения более крупных масштабов, хотя и отмечались неоднократно (до 600 случаев), но их достоверность в большинстве случаев оспаривалась, так как вид некоторых деталей на Луне очень сильно зависит от условий освещения. Вместе с тем зафиксированное фотографически выделение газов близ центральной горки кратера Альфонс (с. 528) совершенно бесспорно. Разумеется, падения метеоритов на лунную поверхность все время происходят, но нужны крупные метеориты, чтобы вызвать заметные изменения, а такие выпадают очень редко. Заслуживают доверия наблюдавшиеся в течение 20 минут оранжевые и красноватые пятна в Долине Шрётера и на валу Аристарха, которые можно рассматривать как лавовые излияния, хотя и механизм люминесценции под воздействием солнечных протонов в данном случае тоже не исключен.

## § 36. ВНЕШНИЕ ПЛАНЕТЫ СОЛНЕЧНОЙ СИСТЕМЫ

Группа внешних планет начинается с Юпитера — гигантской планеты, в которой содержится масса большая, чем у всех остальных планет Солнечной системы. За ней следуют несколько меньший Сатурн и две еще меньшие — Уран и Нептун. Все они ни в чем не сходны с планетами земной группы и лишь самая последняя, Плутон, возможно, возвращает нас к объектам, подобным Земле, только несравненно более удаленным от Солнца.

### ЮПИТЕР

Масса Юпитера лишь немногим меньше одной тысячной массы Солнца, а средняя плотность меньше средней плотности Солнца и составляет всего лишь  $1,33 \text{ г/см}^3$ , что вытекает из очень больших размеров планеты.

Наряду с этим Юпитер очень быстро вращается: период вращения его менее 10 часов, так что скорость точек на экваторе составляет  $12,7 \text{ км/с}$ . Отсюда понятна большая сплюснутость фигуры Юпитера у полюсов — около 0,062: при наблюдениях в телескоп эллиптическая форма диска Юпитера бросается в глаза. Вдоль большой оси этого

эллипса проходит экватор планеты, и именно параллельно этому направлению располагаются многочисленные темные *полосы* и разделяющие их светлые *зоны*, устойчивые на протяжении дней и недель, но неустойчивые на протяжении лет. Этим выявляется их атмосферная

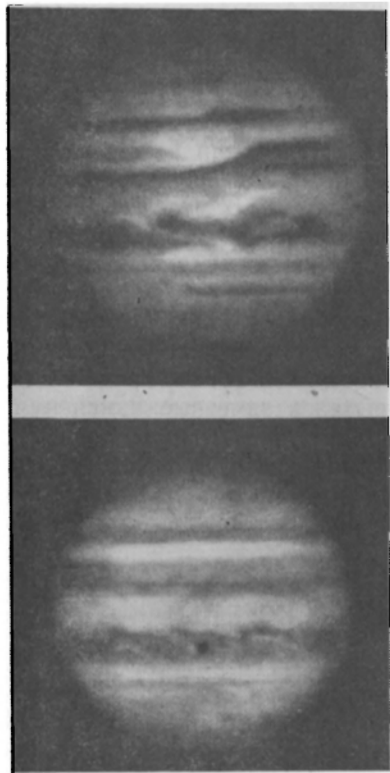


Рис. 224. Две фотографии Юпитера, полученные в 1945 г. с желтым светофильтром. Обе экваториальные полосы хорошо развиты (в 1943 г. они были слабы). На верхнем снимке Красное Пятно находится в меридиане. На нижнем снимке черное пятнышко — тень от спутника II

природа: полосы представляют собой устойчивые облачные образования в атмосфере Юпитера, свидетельствующие об определенном типе атмосферной циркуляции — пассатный тип, естественный у быстро вращающейся планеты (рис. 224).

Полосы имеют сложную структуру, которая постоянно изменяется, а ее детали находятся в движении. Кроме того, они имеют разнообразную окраску, также меняющуюся. Особенно изменчив вид Южной и Северной экваториальных полос, которые временами исчезают, а затем восстанавливаются с намечающейся циклическостью около 4 лет. Очень узкая экваториальная полоса также нередко становится невидимой. Наоборот, околополярные области сравнительно устойчивы. Таким образом, наблюдаемая нами поверхность Юпитера состоит из облаков и других атмосферных образований.

Атмосфера Юпитера проявляет себя и в сильном потемнении к краю диска и в постепенном угасании света звезд, покрываемых планетой, или спутников Юпитера, когда они заходят за планетный диск. Электрофотометрические наблюдения угасания звезды  $\sigma$  Овна в функции времени при ее покрытии Юпитером привели к значению  $H$  — высоты однородной атмосферы [см. формулу (33.45)], в

среднем 8,3 км. При температуре Юпитера  $T=112$  К это дает величину молекулярного веса атмосферы Юпитера  $\mu=4,3\pm 0,5$ .

Если же температуру принять  $T=86$  К, то  $\mu=3,3$ . Таким образом, атмосфера Юпитера имеет совершенно иной химический состав, чем, например, атмосфера Венеры или Земли.

На единицу площади Юпитера приходит тепла от Солнца  $51,03$  Вт/м<sup>2</sup> — в 27 раз меньше, чем у Земли. Если бы это был единственный источник нагрева поверхности Юпитера, температура его (так

называемая *равновесная*) была бы 110 К. Между тем прямые измерения как наземными средствами, так и с помощью космических аппаратов указывают на температуру до 145 К по измерениям инфракрасного излучения Юпитера и на более высокие значения — до 170 К в сантиметровом радиодиапазоне. Эти результаты относятся к более глубоким

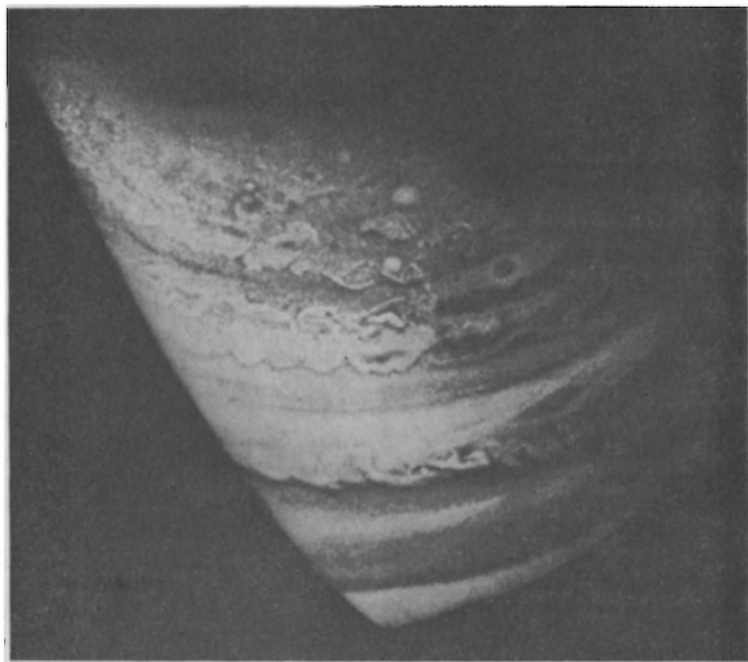


Рис. 225. Изображение части поверхности Юпитера, ограниченное терминатором справа, лимбом снизу и инструментальной границей поля слева. Снимок охватывает область от Южной тропической зоны внизу до северной приполярной области. Видна очень сложная структура полос и зон, свидетельствующая о бурных конвективных движениях в атмосфере планеты. Изображение получено с расстояния 550 000 км. Видны детали размером 300 км и больше. (Из журнала *Sky and Telescope*, v. 50, № 1)

атмосферным слоям. Наконец, в отдельных местах темных полос инфракрасное излучение в очень длинных волнах приводит к значениям температуры выше 200 К (до 270 К). Рекордно высокая температура была измерена в одном темном пятнышке ( $6 \times 12$  тыс. км) близ экватора, а именно 310 К. В то время как температуры 270 К и 320 К вызваны, по-видимому, специфическим местным поглощением солнечного тепла аэрозолями в атмосфере Юпитера, другие приведенные выше глобальные температуры его показывают, что из недр Юпитера исходит свой самостоятельный поток тепла. В среднем он превышает поток, приходящий от Солнца, в 2 раза. Кроме того, он далеко неизотропный он приводит к возникновению в атмосфере Юпитера бурных вертикаль:

ных течений с выносом в отдельных местах высоко вверх горячих газовых масс, которые после охлаждения погружаются обратно. Такое перемешивание вызывает неупорядоченные изменения в облаках (рис. 225). Но в облачной структуре Юпитера существуют и более по-

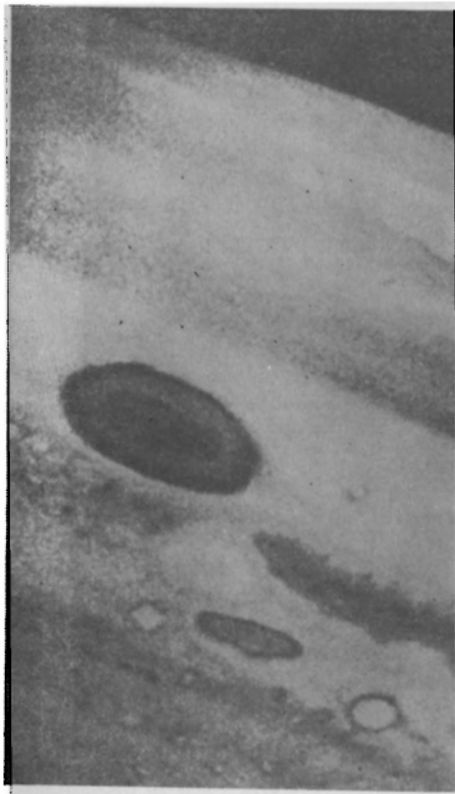


Рис. 226. Изображение части поверхности Юпитера с Большим Красным Пятном, полученное в синих лучах при пролете АМС «Пионер-11». (Из журнала *Sky and Telescope*, v. 50, № 1)

стоянные образования, самым значительным примером которых служит Большое красное пятно (БКП) (рис. 213, 226). Оно расположено по широте около  $22^\circ$  в Южной тропической зоне, частично вторгаясь в Южную умеренную полосу, а иногда теснит Южную экваториальную полосу, образуя в ней выемку. Хотя пятно было открыто в 1878 г., его можно проследить на зарисовках Юпитера вплоть до 1664 г. БКП имеет приблизительно форму овала длиной до 40 000 км и шириной около 13 000 км. Цвет его — красный, но бывают годы, когда оно лишь с трудом выделяется на белом фоне зоны. Его температура, измеренная по инфракрасному излучению,  $120\text{--}138\text{ K}$ , ниже температуры зоны (рис. 226). Другое устойчивое образование — Южное тропическое возмущение (ЮТВ), существовавшее около 40 лет в виде ряда темных выступов, простиравшихся на юг, вплоть до Южной умеренной полосы. Оно двигалось по Южной тропической зоне, догоняя и обгоняя БКП. При соединениях ЮТВ и БКП последнее несколько не наруша-

лось, как если бы ЮТВ проходило под БКП. Характер движений вокруг БКП говорит о циклональном его типе.

Малый приток солнечного тепла и почти перпендикулярное положение оси вращения планеты к плоскости орбиты делают «погоду» на Юпитере мало зависящей от Солнца. Лишь в тропических областях, где нагрев от Солнца, как и эффекты быстрого осевого вращения Юпитера сильнее всего, можно проследить у атмосферных движений на планете некоторое сходство с земными. Сочетание эффектов вращения и вертикальных движений в атмосфере с разнообразием наблюдаемых

на планете уровней облаков, приводит к очень сложной картине систематических движений у Юпитера на разных удалениях от экватора. В среднем вблизи экватора его вращение совершается с периодом  $P_I = 9^h 50^m 30^s$ , а на средних широтах  $P_{II} = 9^h 55^m 40^s$ , чем условно определяются две системы долгот на Юпитере — система I и система II. Но все это — только средние значения. На самом деле систематически направленные ветры в той или иной полосе или зоне приводят к сильно отличающимся значениям периода вращения.

*Химический состав* атмосферы Юпитера определяется спектроскопически. По сильным полосам поглощения метана  $\text{CH}_4$  и аммиака  $\text{NH}_3$  раньше всего в атмосфере Юпитера были установлены эти газы. Позднее, по слабым полосам в инфракрасной области спектра, был обнаружен молекулярный водород  $\text{H}_2$ . В декабре 1973 г. около Юпитера всего лишь в 130 тыс. км от его облачного слоя прошла автоматическая межпланетная станция «Пионер-10», а в декабре 1974 г. еще ближе, на расстоянии 43 тыс. км, прошла АМС «Пионер-11». Спектральное оборудование первой в ультрафиолетовой области подтвердило наличие в атмосфере Юпитера молекул  $\text{H}_2$ . Кроме того, в самой верхней атмосфере Юпитера, в его «короне», было обнаружено свечение резонансных линий водорода ( $L_\alpha$ ) и гелия ( $\lambda 584 \text{ \AA}$ ), интенсивность которых позволила установить отношение числа молекул  $\text{H}_2$  к числу атомов He, равное приблизительно 2 : 1. Несколько меньшее значение было получено косвенным образом из инфракрасных измерений. В последние годы из наземных наблюдений было обнаружено присутствие на Юпитере паров воды  $\text{H}_2\text{O}$ , молекул ацетилена  $\text{C}_2\text{H}_2$ , этана  $\text{C}_2\text{H}_6$ , фосфина  $\text{PH}_3$  и, наконец, окиси углерода CO. Другие газы в атмосфере Юпитера не обнаружены, хотя по аналогии с Солнцем, можно с большим основанием предполагать там азот  $\text{N}_2$  и неон Ne, а также сероводород  $\text{H}_2\text{S}$ . Последний с аммиаком под действием ультрафиолетового излучения Солнца может полимеризоваться в аммонийные полисульфиды ( $\text{NH}_4\text{SH}$ ) желтого или оранжевого цвета. Красную окраску БКП может придавать примесь частиц фосфора, выделяющихся при фоторазложении фосфина, вынесенного наверх.

Темные полосы Юпитера — аэрозольные, состоят из частиц диаметром 0,2—0,3 мкм. Над уровнем, где атмосферное давление достигает 1 атм (к нему относятся приведенные выше геометрические размеры Юпитера), располагаются кристаллики аммиака. Несколько ниже этого уровня находятся твердые частицы полисульфидов, еще ниже — ледяные кристаллики воды и, наконец, на 60 км ниже уровня  $P=1$  атм — взвешенные капли раствора аммиака в воде. Метан нигде в атмосфере Юпитера не находится в жидком состоянии, так как его температура конденсации при давлении в 1 атм 112 К. Светлые зоны простираются гораздо выше, но они, будучи более прозрачными, позволяют исследовать более глубокие уровни Юпитера. При фотографировании Юпитера в свете сильной полосы поглощения метана близ 8900  $\text{\AA}$ , когда поглощение не позволяет исследовать глубокие уровни, обе экваториальные зоны и БКП остаются светлыми, т. е. они прости-

раются в верхнюю атмосферу, где давление не превышает 0,1 атм. Еще выше, при давлении 10—20 мбар, перемешивание газов уже не происходит и здесь устанавливается наиболее низкая температура 80—110 К, соответствующая стратосфере. Выше начинается мезосфера с давлением 1 мбар и температурой 160 К (140—150 км), а еще выше — термосфера на высотах от 500 км с температурами 500—600 К, где преобладающим элементом является водород. Тут же находится ионосфера, в которой плотность электронов достигает максимума  $10^5 \text{ см}^{-3}$  на высоте около 1000 км. Схема строения атмосферы Юпитера показана на рис. 227.

Общее содержание  $\text{H}_2$  выше уровня облаков Юпитера оценивается в 20—40 атм·км (см. с. 483). Содержание He — порядка 10 атм·км. Другие газы представлены несравненно беднее — около 0,1 атм·км  $\text{CH}_4$  и 0,01 атм·км  $\text{NH}_3$ . Возможно значительное содержание C, N, O и Ne, но, за исключением последнего, не в свободном виде, а в соединении с водородом.

Внутреннее строение Юпитера может быть лишь предметом теоретического рассмотрения. Было построено несколько моделей строения Юпитера при разных предположениях о его химическом составе. От модели требуется, чтобы она давала распределение масс с глубиной, которое приводит к тем же значениям моментов инерции, какие выводятся из наблюдений (сжатие Юпитера и движение его спутников), и к наблюдаемому низкому значению средней плотности ( $1,33 \text{ г/см}^3$ ). Из-за большой величины силы тяжести на Юпитере давление газов возрастает с глубиной очень быстро и уже на глубине 10 000 км становится настолько большим, что преобладающий газ,  $\text{H}_2$ , изменяет свое состояние и переходит из нормальной молекулярной фазы в металлическую, превращаясь в одновалентный металл с протонами и электронами, существующими раздельно. Для такого перехода необходимо давление больше 2,5 млн бар. Плотность изменяется скачком, но остается меньше единицы, поэтому у Юпитера к водороду должно примешиваться заметное количество гелия или тяжелых элементов, менее распространенных в космосе. Будет ли металлический водород Юпитера твердым или жидким, зависит от температуры. Внешний слой его может быть твердым, но ближе к центру он должен расплавиться, так как там температура приближается к 20 000 К (при давлении порядка 100 млн атм и плотности 20—30  $\text{г/см}^3$ ). В некоторых моделях Юпитера предполагается существование слоя льда ( $\text{H}_2\text{O}$ ) значительной толщины, но лишь вблизи поверхности, где температура не столь высока.

Требуют объяснения два явления:

- 1) магнитное поле, жестко вращающееся вместе с планетой;
- 2) большие неоднородности тепловых потоков, проявляющиеся в неоднородностях атмосферы Юпитера по долготе — многочисленных переходящих деталей в полосах и, особенно, в длительно существующих БКП и ЮТВ, которые вращаются почти с тем же периодом, что и магнитное поле Юпитера. Впрочем, устойчивое положение магнитного

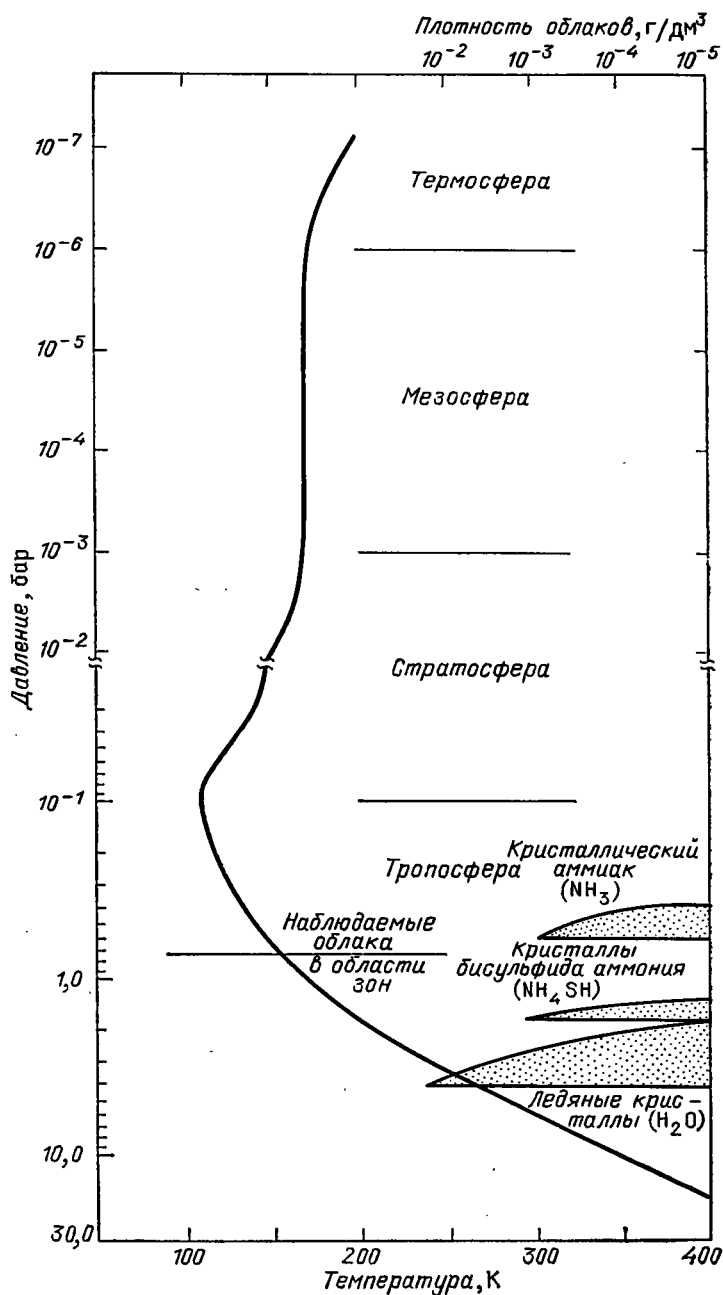


Рис. 227. Разрез атмосферы Юпитера. (Из журнала Sky and Telescope, v. 50, № 4)



поля в теле Юпитера можно связать и с чрезвычайной медленностью конвекции в вязком ядре.

Магнитное поле и радиоизлучение Юпитера обнаружили себя сильным радиоизлучением, особенно интенсивным в дециметровом и декаметровом диапазонах: начиная с длины волны 10 см яркостная температура Юпитера становится выше 500 К и далее неуклонно и быстро повышается с ростом длины волны: до 20 000 К при  $\lambda=68$  см. Это — явно нетепловое излучение, что подтверждается наблюдаемой линейной поляризацией его. Область излучения дециметровых волн по крайней мере втрое больше размеров диска Юпитера, т. е. излучение исходит из околопланетного пространства и его следует понимать как синхротронное излучение электронов, захваченных магнитосферой Юпитера в радиационные пояса, подобные земным. Его интенсивность невелика: наблюдаемый на Земле поток около  $7 \cdot 10^{-26}$  Вт/(м<sup>2</sup>·Гц<sup>4</sup>) и вблизи  $\lambda=1$  м становится почти неощутимым до  $\lambda=7,5$  м, на которой Юпитер оказывается источником необычайно сильных всплесков радиоизлучения, делающим его первым после Солнца источником космического декаметрового излучения. Это спорадическое радиоизлучение имеет характер шумовых бурь, длящихся от нескольких часов до нескольких минут. Выделяемая при этом энергия — порядка  $4 \cdot 10^9$  Дж. Излучение направлено и исходит из определенных малых участков поверхности Юпитера. Из повторяемости радиовсплесков следует, что их источники вращаются с периодом  $P_{III}=9^h55^m30^s$ , определяющим еще одну систему счета долгот — систему III. Излучение обладает круговой поляризацией, оно генерируется плазменными колебаниями вблизи поверхности Юпитера или под ней. Периоду  $P_{III}$  подчиняется также дециметровое излучение. Его приписывают вращению некоторого твердого слоя «коры», образующего собственно поверхность Юпитера, неправильности которой служат причиной неоднородностей видимых на Юпитере облаков и его БКП. Этот же слой является, быть может, носителем магнитосферы Юпитера, как сказано выше. Период  $P_{II}$  всего лишь на 10 с длиннее  $P_{III}$ , а период, определяемый по БКП, длиннее  $P_{III}$  только на 8 с, тогда как у ЮТВ он на 10 с короче. И то и другое можно объяснить различием высот этих образований и вертикальными движениями в них. Вероятно, околополярные области Юпитера вращаются точно с периодом  $P_{III}$ .

Трудно ответить на вопрос, какова природа твердого слоя на Юпитере. Его верхняя граница должна быть близка к видимой поверхности, нижняя граница может проходить там, где металлический водород переходит от твердой фазы к жидкой вследствие возрастания температуры. На этой границе и глубже, в сторону жидкого ядра разыгрываются электрические токи, самоусиливающиеся подобно токам в динамомаchine. Таково, по-видимому, происхождение магнитных полей и Юпитера и Земли. Только у Юпитера вращение в  $1\frac{1}{2}$  раза быстрее и непроводящие массы относительно ближе к границе планеты, и поэтому магнитное поле Юпитера несравненно сильнее земного: соответственно 4 против 0,3 эрстеда. Направление магнитной оси Юпитера

составляет угол около  $10^\circ$  с его осью вращения. Северный магнитный полюс находится со стороны северного полюса вращения Юпитера, т. е. поле Юпитера противоположно земному. Центроид его, определяемый по дециметровому излучению, смещен в плоскости экватора от центра планеты на 0,13 полярного радиуса.

Магнитосфера Юпитера, порожденная его магнитным полем, имеет очень большие размеры. В ближайших к планете областях (до 20 радиусов) она имеет явно выраженный дипольный характер и содержит радиационные пояса, в которых движутся захваченные полем высокоэнергичные электроны. Их взаимодействие с полем порождает дециметровое синхротронное излучение. В более отдаленных областях средняя магнитосфера простирается до 60 планетных радиусов и деформирована вращением. Здесь возможны плазменные истечения и колебания, излучающие в декаметровом диапазоне. Еще дальше, до 90—100 планетных радиусов, находится внешняя магнитосфера, простирающаяся до магнитопаузы, где обтекающие магнитное поле заряженные частицы солнечного ветра определяют границу между собственным магнитным полем планеты и межпланетным полем. Размеры магнитопаузы изменчивы. С ночной стороны она простирается за орбиту Сатурна. Пять ближайших к Юпитеру его спутников постоянно охвачены средней магнитосферой. Ближайший большой спутник, Ио, обладает, по-видимому, своим магнитным полем и существенно влияет на характер радиовсплесков Юпитера. Влияние это выражается в том, что Юпитер посылает в сторону Земли особенно сильное декаметровое излучение, когда Ио находится при фазах 90 и  $240^\circ$ , отсчитываемых от верхнего соединения ее с Юпитером относительно земного наблюдателя, а центральный меридиан Юпитера в системе III имеет долготу 130 и соответственно 230 и  $330^\circ$ . Кроме того, независимо от Ио, долготы  $240^\circ$ — $270^\circ$  в системе III постоянно активны по радиоизлучению.

Интересно, что Земля, наблюдаемая как радиоисточник извне, а именно с искусственного спутника Луны, особенно сильно излучает на волнах 25 м и длиннее (включая километровый диапазон) во время полнолуний, когда она обращена к Луне своей полуночной стороной. Другой максимум излучения соответствует полуденным часам, а источник его локализуется над северным полюсом вращения Земли примерно на расстоянии одного земного радиуса от поверхности. Конечно, это связано с синхротронными процессами в верхней магнитосфере Земли и взаимодействием магнитосферы с солнечным ветром через так называемые полярные «рога» ее.

Выведенные из радионаблюдений сведения о магнитном поле Юпитера и его радиационных поясах были значительно обогащены измерениями при непосредственных контактах с окрестностями Юпитера АМС «Пионер-10», «Пионер-11» и «Вояджер-1 и 2» (1979). Внутри магнитосферы Юпитера, в ее радиационных поясах, находятся захваченные электроны и протоны, обладающие энергией свыше 6 МэВ. Но в плазме наблюдаются и всплески весьма энергичных частиц в плоскости экватора Юпитера с энергией до 50 МэВ у электронов и 70 МэВ у

протонов. Такие частицы выходят из магнитосферы и становятся дополнительным источником космических лучей в Солнечной системе. Они представляют серьезную радиационную опасность для космических аппаратов. Так, АМС «Пионер-10» при пролете около Юпитера получила излучение в области энергий выше 30 МэВ, по крайней мере в 500 раз больше, чем смертельная для человека доза (500 рад). АМС установили в широких окрестностях Юпитера также очень сильную концентрацию метеоритных частиц разных размеров, в особенности мелких с массой порядка  $10^{-9}$  г.

У Юпитера известно 16 спутников, последний в списке XVI, Метис, открытый в 1979 г. Первыми были открыты Галилеем в 1610 г. четыре самых больших спутника, а пятый был открыт почти три столетия спустя — в 1892 г. Он оказался самым близким к планете: его расстояние от центра Юпитера всего лишь 2,54 экваториального радиуса планеты. Эти пять спутников движутся практически по круговым орбитам, плоскости которых совпадают с плоскостью экватора Юпитера. Их периоды обращения коротки: от 12 ч у спутника V до 16,8 сут у спутника IV. Но внутри орбиты спутника V Амальтеи движутся два спутника XIV и XVI с периодом обращения 7 часов, а между V и I есть спутник XV, обращающийся вокруг планеты за 16 часов. Все остальные спутники Юпитера, открытые в XX в., удалены от планеты на большие расстояния и образуют две группы: четыре из них, а именно спутники VI, VII, X и XIII, находятся от Юпитера на среднем расстоянии от 11,5 до 12,4 млн км с временем обращения от 250 до 280 сут, а четыре других, XIII, IX, XI и XII, — на среднем расстоянии 21—24 млн км с периодами от 625 до 750 сут и имеют обратное движение (в направлении, противоположном вращению планеты). У спутников XI—XIII орбиты эллиптические, сильно наклоненные к плоскости экватора Юпитера.

Ниже приводятся названия спутников. Почти все они взяты из мифологии среди персонажей, так или иначе связанных с «деятельностью» Зевса — Юпитера (первым четверем спутникам имена дал Галилей. В скобках даны радиус спутника в километрах и его видимая звездная величина в противостоянии):

I. Ио (1820; 4,9). II. Европа (1530; 5,3). III. Ганимед (2610; 4,6). IV. Каллисто (2450; 5,6). V. Амальтея (120; 13). VI. Гималия (80; 14,2). VII. Элара (50; 17). VIII. Пасифая (12; 18). IX. Синопа (10; 18,6). X. Лазифоя (8; 18,8). XI. Карма (9; 18,6). XII. Ананке (8; 18,7). XIII. Леда (5; 20), XIV Адрастея (20; —), XV Фива (40; —), XVI Метис (20; —). Орбиты спутников XIV и XVI расположены от центра Юпитера всего лишь на расстоянии 1,8 его радиуса.

Галилеевы спутники по своим размерам приближаются к планетам (спутники III и IV больше Меркурия). Периоды осевого вращения и обращения вокруг Юпитера у каждого из них совпадают. Их средние плотности больше, чем у Юпитера: 3,41; 3,07; 1,90 и 1,81 г/см<sup>3</sup> соответственно для I, II, III и IV спутников. Все они имеют низкую температуру, близкую к равновесной. Их альбедо довольно высокое, но

ниже, чем у Юпитера, что указывает скорее на особенности поверхности, чем на наличие мощной атмосферы. Действительно, радиолокационные и инфракрасные наблюдения позволили установить, что поверхность их содержит лед или смесь льда и скал, которые тем богаче представлены на спутнике, чем он более удален от планеты. На них отмечаются значительные неровности.

Ио — ближайший к Юпитеру большой спутник — имеет атмосферу и значительную ионосферу, которая взаимодействует с магнитосферой планеты. Кроме того, он окружен газовым облаком, состоящим из атомарного водорода, и очень большим облаком из атомов натрия. Обнаружен также и калий. На Ио происходят бурные вулканические явления с извержением лавы, состоящей из серы. Спутник IV, Каллисто, весь покрыт почти равномерно очень плотно расположенными кратерами со светлым дном. Ни на одном спутнике Юпитера, кроме Ио, нет атмосферы.

На основании близости плоскостей орбит первых пяти спутников к плоскости экватора Юпитера можно думать, что эти спутники образовались одновременно с планетой из одного сгустка первичного вещества. Что касается далеких спутников, то они по малости размеров, а также по наличию обратных движений у четырех из них скорее всего в прошлом были астероидами и захвачены Юпитером.

АМС «Вояджер-1» в 1979 г. обнаружил слабое кольцо вокруг Юпитера. Его существование предсказал еще в 1960 г. С. К. Всехсвятский на основе наземных наблюдений. Наземными же наблюдениями в инфракрасном диапазоне его наличие подтверждено. Но оно в  $10^5$  раз менее плотно, чем кольцо у Сатурна. Его внешний радиус 130 000 км, оно неоднородно и, может быть, незамкнуто.

## САТУРН

Сатурн — тоже гигантская планета, очень похожая на Юпитер, но более удаленная от Солнца и от Земли и потому более недоступная для исследования. Она имеет вокруг себя огромное плоское кольцо, что выделяет ее среди всех планет Солнечной системы. Другая ее примечательная особенность — наименьшая среди тел Солнечной системы средняя плотность:  $0,69 \text{ г/см}^3$ , в два раза меньшая, чем у Солнца.

Температура поверхности Сатурна по измерениям потока инфракрасного излучения, исходящего из планеты, заключена в пределах от 83 до 123 К, что превышает равновесную температуру 80 К. Следовательно, в тепловом излучении Сатурна есть доля собственно глубинного потока, что подтверждается измерениями радиоизлучения. Оно соответствует температуре около 160 К в сантиметровом и 240 К — в дециметровом диапазоне, достигая 300 К на волне 21 см. Наоборот, очень коротковолновое излучение — поверхностное явление, так как оно сильно поглощается в атмосфере Сатурна.

Химический состав атмосферы, находящейся над облачным слоем Сатурна, определяется по линиям поглощения в спектре планеты:

главную ее часть составляет молекулярный водород (40 атм. км), явно присутствует метан  $\text{CH}_4$  (0,35 атм. км), далеко недостоверен аммиак  $\text{NH}_3$ , хотя возможно, что в форме аэрозолей он присутствует в нижних облаках. Следует думать, что и в атмосфере Сатурна присутствует гелий, спектроскопически не проявляющий себя в доступной нам области спектра.

На Сатурне количество наблюдаемых деталей значительно меньше, чем на Юпитере, но все же приэкваториальные темные полосы видны довольно хорошо; заметно также, что приполярные области темнее среднего. Кроме того, время от времени появляются светлые и темные пятна, с помощью которых был определен период вращения Сатурна; для экватора он равен  $10^{\text{h}}14^{\text{m}}$ , для умеренных широт —  $10^{\text{h}}38^{\text{m}}$ , а ближе к полюсам — даже  $11^{\text{h}}$ . Сатурн имеет наибольшее среди всех планет полярное сжатие  $\alpha=0,096$ . Вращение планеты легко наблюдается и спектроскопически при параллельном экватору расположении щели (см. рис. 197).

Различие угловых скоростей вращения Сатурна на разных широтах свидетельствует о том, что наблюдаемая нами поверхность его есть лишь верхний облачный слой атмосферы. О внутреннем строении Сатурна можно составить представление теоретическим путем. Наблюдаемые возмущения в движении спутников Сатурна, будучи сопоставлены со сжатием его фигуры и средней плотностью, позволяют определить приблизительный ход давления и плотности в недрах Сатурна. Очень малая средняя плотность Сатурна говорит за то, что он, как и другие планеты-гиганты, состоит преимущественно из водорода и гелия — преобладающих солнечных газов. Предположительно на Сатурне водорода 80 %, гелия 18 % и более тяжелых элементов всего лишь 2 %, сконцентрированных в ядре планеты. Водород до глубин около половины радиуса находится в молекулярной фазе, а глубже под влиянием колоссальных давлений переходит в металлическую фазу. В центре Сатурна температура близка к 20 000 К.

Магнитное поле у Сатурна значительно сильнее земного.

Кольцо Сатурна имеет сложную структуру. Можно говорить по крайней мере о трех кольцах, как бы вложенных одно в другое. Внешнее кольцо (или зона А) имеет резкую границу снаружи (радиус 138 000 км) и по внутреннему обводу, где оно отделено от среднего кольца (зона В) темным промежутком — так называемым *делением* или *щелью Кассини*, радиус которой 116 000 км. Среднее кольцо самое яркое. Оно имеет еще нерезкую линию раздела — *деление Энке*. Среднее кольцо имеет вполне резкую внутреннюю границу, радиусом 89 000 км, где оно соприкасается с внутренним — *креповым кольцом* (зона С), имеющим малую поверхностную яркость. Его внутренний край недостаточно определен, но, по-видимому, креповое кольцо кончается на расстоянии 75 тыс. км от центра планеты, а начиная от 71 тыс. км, намечается еще менее заметное кольцо D, которое простирается почти до поверхности планеты (радиус 60 тыс. км).

Кольцо Сатурна представляется земному наблюдателю очень по-

разному в зависимости от того, как Земля расположена по отношению к плоскости кольца, которая составляет с плоскостью эклиптики угол  $28^\circ$ . За 29,5 года, составляющих период обращения Сатурна вокруг Солнца, Земля оказывается то на  $28^\circ$  к северу от плоскости кольца, то настолько же к югу. В эти эпохи кольцо больше всего «открыто» наблюдателю. За тот же период Земля дважды бывает в плоскости кольца, и тогда кольцо видимо с ребра; фактически в эту пору оно перестает быть видимым даже в самые мощные инструменты, что говорит о чрезвычайно малой толщине кольца: менее 3 км. Незадолго до его исчезновения в нем наблюдаются отдельные утолщения, соответствующие самым ярким его местам в зонах А и В. Из всего здесь сказанного вытекает, что правильнее говорить не о кольце, а о **кольцах Сатурна**.

Кольца Сатурна не могут быть ни твердыми, ни жидкими, так как цельное кольцо будет разорвано силой притяжения к планете; эта сила будет очень разной на внутреннем и на внешнем обводах кольца. Единственно, из чего кольца Сатурна могут состоять, — это из роя отдельных частиц или глыб, каждая из которых движется как самостоятельный спутник в соответствии с III законом Кеплера. Теоретический вывод этот получил блестящее подтверждение в конце прошлого столетия из спектроскопических наблюдений (Белопольский, Килер и др.). Рис. 197 иллюстрирует этот путь доказательства. На нем показан спектр Сатурна и его кольца при положении щели вдоль экватора и плоскости кольца. Вследствие вращения планеты фраунгоферовы линии диска планеты имеют один наклон к нормальному положению спектральных линий, а линии кольца иной — меньший и другого знака. Это указывает на то, что *внешние части кольца вращаются медленнее внутренних*, как это и следует из III закона Кеплера. Последний предсказывает для внутреннего края кольца В скорость 20,5 км/с, а для внешнего края кольца А — 16,6 км/с. Белопольский из измерений спектрограмм получил соответственно 21,0 и 15,5 км/с; Килер нашел 20,0 и 16,4 км/с. Поскольку на кольцах Сатурна нет никаких деталей — светлых или темных пятен — вращение их можно было установить только описанным спектроскопическим путем.

Различная степень раскрытия кольца Сатурна является главным источником изменения блеска этой планеты за 29,5 года. Характер этих изменений позволяет сделать некоторые предположения о природе глыб, из которых состоит кольцо Сатурна, и о степени их густоты. Их размеры — от нескольких сантиметров до нескольких метров. Ни одно из колец Сатурна не составляет сплошной завесы для света звезд: заходя за кольца А и В, звезда остается видимой, ослабляясь в 2—5 раз, а сквозь кольцо С хорошо видна и поверхность планеты. Альbedo глыб из колец Сатурна высокое (до 0,7), что подтверждается также спектральными наблюдениями: в инфракрасной области они дают полосу поглощения, характерную для света, отраженного от снега и инея, а около длин волн 2,1 и 1,5 мкм кольцо показывает повышенное отражение, что также соответствует отражению от льда  $\text{H}_2\text{O}$ . Можно

считать, что тела, образующие кольца Сатурна, либо покрыты льдом или инеем, либо состоят из льда. В последнем случае массу всех колец можно оценить в  $10^{24}$  г, т. е. на 5 порядков меньше массы самой планеты, что не превышает средней массы спутника Сатурна.

Съемка колец Сатурна с близкого расстояния «Вояджером» показала со всей отчетливостью их составную структуру. Кроме того, что за пределами кольца А обнаружено еще одно чрезвычайно слабое кольцо F, вся совокупность колец от C до F представилась состоящей из сотен узких индивидуальных колец, отделенных от соседних столь же узкими промежутками. Подтвердилась также их очень малая толщина ( $<5$  км).

У Сатурна известны семнадцать спутников, среди них Титан — один из самых крупных спутников нашей планетной системы (радиус 2500 км). Он замечателен еще и наличием атмосферы: в спектре его наблюдается отчетливая полоса поглощения метана в  $\lambda$  6190 Å. Обнаружен также молекулярный водород  $H_2$  (5 атм·км).

Но, по-видимому, главная составляющая атмосферы Титана — азот. Давление атмосферы у поверхности порядка 2000 мбар, а температура около 90 К, как показали измерения с АМС «Вояджер-1».

Наличие на Титане красно-бурых облаков из смеси  $CH_4$  и  $H_2$  угадывается из спектрофотометрических наблюдений (максимальное альbedo — 0,37 в области от 0,65 до 0,85 мкм). По инфракрасным измерениям средняя температура Титана  $82 \pm 2$  К, но тепловой спектр его отличается от спектра черного тела. Другой спутник, Япет, замечателен тем, что за 80-дневный период обращения вокруг Сатурна он изменяет свой блеск на  $1,8^m$ . Это говорит о том, что Япет обращен всегда одной своей стороной к Сатурну и одно его полушарие, именно переднее по направлению движения, существенно темнее другого. Поверхность яркой стороны Япета покрыта снегом, из которого выступают многочисленные скальные темные породы. В противоположность Япету три других крупных спутника Сатурна ( $D \approx 1000$  км) — Рея, Диона, Тефия — имеют более яркое переднее по движению полушарие.

Для всех крупных спутников Сатурна, как и для спутников Юпитера, в настоящее время составлены детальные карты поверхности, кроме Титана, конечно.

Самый близкий из открытых с Земли спутников Сатурна X Янус (1966 г.) движется вокруг планеты почти у внешнего обвода кольца и имеет радиус всего лишь 110 км. Такой же радиус имеет наиболее удаленный от планеты спутник IX Феба, он движется в направлении, обратном вращению планеты и остальных спутников, с очень большим периодом обращения (550 суток). Остальные спутники обнаружены лишь при пролете через их систему в 1981 г. АМС «Вояджер-1 и 2». Их размеры меньше 150 км в поперечнике. Три из них — XV, XVI, XVII — движутся еще ближе к планете, чем Янус — практически у самого кольца.

## УРАН И НЕПТУН

Характеристики Урана и Нептуна определяются дальнейшим развитием физических свойств двух предшествующих планет, вытекающим из их большей удаленности от Солнца. Их тепловое излучение уже настолько ничтожно, что едва поддается измерению в инфракрасном и в радиодиапазоне. Теоретические их температуры порядка 90 — 50 К. Они так низки не только из-за большой удаленности обеих планет от Солнца, но и вследствие их очень высокой отражательной способности (см. таблицу 23). Измерения в сантиметровом радиодиапазоне приводят, однако, к температурам, превышающим 100 К в обоих случаях, что свидетельствует о существовании потока тепла из их недр. В спектрах их наблюдаются еще более сильные, чем у Юпитера и Сатурна, полосы метана, а также водорода. Особенно сильны полосы метана в спектре Нептуна, указывая на количественное содержание его в 250 000 атм·см против 15 000 атм·см у Юпитера. Это самая низкая оценка. Существуют другие оценки — до 100 атм·см — как у Урана, так и у Нептуна. Примерно таковы же оценки содержания молекулярного водорода над уровнем облаков: от 18 до 100 атм·см.

Запущенная в 1977 г. с целью исследования Юпитера и Сатурна, АМС «Вояджер-2», выполнив свою миссию, оказалась достаточно хорошо сохранившейся, чтобы выполнить еще один эксперимент, с которым она также успешно справилась: спустя 8,5 лет после старта станция достигла Урана и прошла сквозь его систему, проделав много наблюдений с близкого к планете расстояния 80 тыс. км. В это время АМС была удалена от Земли на 2,7 млрд км. Впрочем, самого маленького из крупных спутников Урана — Миранду он наблюдал с расстояния 28 тыс. км, т. е. в 11 раз ближе, чем мы наблюдаем Луну. Радиосигнал от «Вояджера-2» шел на Землю  $2\frac{1}{2}$  часа!

Методы спектрального анализа и радиопросвечивания позволили исследовать верхнюю атмосферу Урана. Большое содержание водорода  $H_2$  и метана  $CH_4$  подтверждено, но гелия оказалось около 12—15 % — значительно меньше, чем ожидалось. Сильное поглощение метана в желтой и красной области спектра придает Урану зеленоватый цвет (так же, как и Нептуну). Поскольку за последние десятилетия Уран был обращен своим полюсом к Солнцу, а на экваторе Солнце пребывало почти у горизонта, можно было ожидать, что полюс значительно теплее экватора. На самом деле различие невелико, а неглубокий минимум температуры приходится на широту около  $30^\circ$ , где отмечена температура 62 К. Это относится к среднему уровню. На большой высоте в крайне разреженной атмосфере дневная температура достигает 750 К, а ночная около 1000 К. В более глубоких слоях атмосферы при давлении 0,1 бар после минимума 51 К температура растет, что указывает на наличие внутреннего тепла. Но на глубине, где давление равно 1,6 бар, в атмосфере прослеживаются уплотнения предположительно твердого метана. Именно такие неоднородности на, в общем, крайне не выразительно однородном диске Урана позволили с уверен-



ностью проследить вращение планеты. Его период составляет  $16\frac{1}{2}$  часов с ускорением к полюсу, свидетельствуя о сильных атмосферных перемещениях.

Каково вращение в глубинах — трудно сказать. Как мы видели уже, у Юпитера оно определяется как  $P_{III}$  — вращение магнитного поля. У Урана магнитное поле было зарегистрировано лишь при большом сближении; оно оказалось в 50 раз сильнее земного (хотя на поверхности планеты оно слабее, чем у Земли). Его магнитная ось наклонена на  $60^\circ$  к оси вращения планеты. Надо полагать, что у Урана есть проводящее (металлическое?) ядро, диаметр которого оценивается в 16 000 км. Радионаблюдения указывают на минутные вспышки с периодичностью  $P_{III}=17,24^h$ . В сопоставлении с ранее указанным значением  $P=16/2$  часов это позволяет думать о господствующих в атмосфере Урана ветрах западного направления в направлении вращения планеты.

В 1977 г. при покрытии Ураном звезды  $9^m$  разными группами ученых наблюдалось несколько ослаблений ее блеска вне диска планеты симметрично до и после покрытия, что можно интерпретировать, как покрытия звезды тремя узкими кольцами вокруг экватора Урана. Впоследствии анализ наблюдения выявил еще шесть самостоятельных колец.

Ширина колец порядка 10 км! Они находятся на расстоянии от 42,2 до 54,3 тыс. км от центра планеты. Единичное наблюдение позволяет допустить также существование в этом поясе спутника Урана диаметром около 100 км.

Пролет космического корабля «Вояджер-2» подтвердил и расширил наши представления о кольцах Урана. Обнаружено еще одно чрезвычайно слабое десятое кольцо. Кольца фотометрировались как в отраженном свете, так и в положении между аппаратом и Солнцем, т. е. как затеняющие объекты, и пока не удалось обе картины привести в полное соответствие. Обнаружились даже кольца рассеяния в проходящем свете, что указывает на наличие в них *мелкой* пыли, а, с другой стороны, из радиоизмерений обнаружилось сильное затенение, которое могут производить только *крупные* тела — камни размером до метра. Объекты промежуточных размеров в кольцах не обнаружены. Наконец, некоторые из колец лучше считать не замкнутыми, а ломтыми, занимающими лишь дугу окружности.

После пролета «Вояджера-2» через систему спутников Урана нам стало известно геологическое строение поверхностей пяти прежде известных больших спутников, и были открыты еще десять новых диаметром от 10 до 100 км, которые не вызывают интереса, так как имеют вид бесформенных глыб, подобных астероидам. Что касается первых пяти, то их совокупность представляет набор самых разнообразных особенностей планетного мира. Наиболее крупный (диаметром около 1600 км) спутник Титания испещрен цирками не меньше, чем Каллисто у Юпитера, но имеет еще и трещины и разломы длиной в несколько сотен километров.

Наименьший среди них, Миранда (диаметр около 500 км) имеет весьма разнообразную совокупность форм. В связи с этим было высказано предположение о том, что он сперва разломался на несколько кусков, а потом вновь из них беспорядочно собрался. На рис. 228

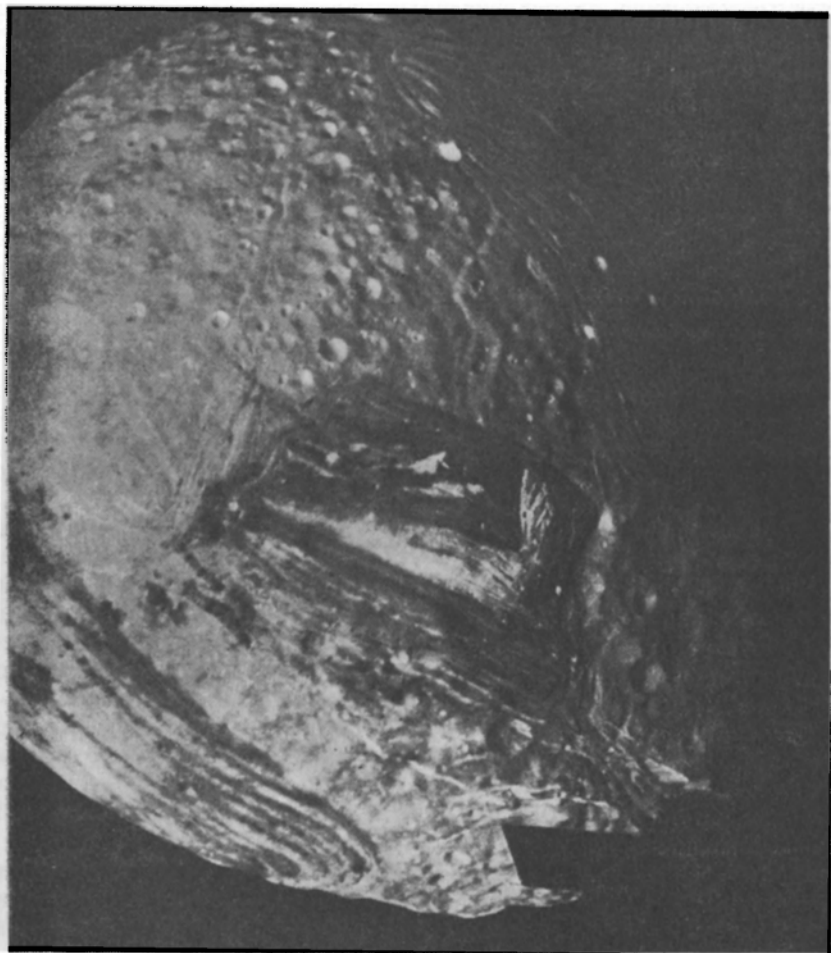


Рис. 228. Изображение спутника Урана Миранды (мозаика нескольких составных частей), полученное АМС «Вояджер-2» в январе 1986 г. На оригинале линейное разрешение 6 км (см. текст). Фотография из журнала *Sky and Telescope*, 1986

видно, что кроме умеренного числа кратеров на поверхности Миранды имеются огромные «шрамы» и столь же огромный цирк на периферии, очерченный несколькими концентричными валами.

Спутник Умбриэль необычайно темный, его отражательная способность как у древесного угля, но на нем видны немногочисленные

яркие детали среди множества кратеров. Можно думать, что все спутники состоят из смеси водяных льдов (температура около 70 К) и скальных пород, первозданных или изменившихся на протяжении миллиардов лет. Все они лишены атмосферы.

Содержание водорода в атмосфере Нептуна 18 атм. км. Богатые облачные образования, свойственные Юпитеру, здесь отсутствуют, вероятно, потому, что весь аммиак перешел в твердое состояние. По этой же причине для спектральных наблюдений становится доступной вся толща атмосферы, чем и объясняется усиление полос метана.

Нептун и Уран оба находятся на окраинах Солнечной системы и сходны по массе и размерам. Можно ожидать, что и физические условия на них сходны, только усилены те характеристики, которые зависят от расстояния их от Солнца, такие как температура, состояние атмосферы и т. п. Обследование Урана «Вояджером-2» позволяет сделать некоторые оценки свойств Нептуна с учетом того, что отношение квадратов расстояния этих планет от Солнца равно 2,45. Но для оценки температуры Нептуна было бы неосторожным применять при переходе от Урана множитель  $1:\sqrt{2,45}=0,65$ . На самом деле средняя температура Нептуна составляет  $35,5 \pm 2,3$  К, т. е. мало отличается от температуры поверхностных слоев атмосферы Урана. Это указывает и на значительный поток внутреннего тепла и на весьма различные условия инсоляции обеих планет. У Нептуна плоскость экватора составляет с плоскостью орбиты угол  $29^\circ$ , а у Урана —  $97^\circ$ . В результате 42 года, т. е. половину своего времени обращения вокруг Солнца, Уран обращен к нему одним своим полушарием, а другую — другим. У Нептуна этого нет. Как и у Урана, видимый с Земли диск Нептуна очень невелик —  $2,1''$  в диаметре ( $3,4''$  у Урана) и различить на нем что-либо чрезвычайно трудно. Поэтому период вращения Нептуна нам до сих пор достаточно точно не известен. Разные оценки дают значения, содержащиеся между 16 и  $18\frac{1}{2}$  часа. Спектральные наблюдения из-за малости диска помогают мало, но позволяют думать, что вращение Нептуна — прямое, так что выход из положения дают только фотометрические наблюдения, свидетельствующие о колебаниях блеска с амплитудой  $0,1-0,2^m$  с периодом  $7^h40^m-7^h50^m$ , а спектральные данные заставляют это время удвоить.

Главный спутник Нептуна Тритон движется вокруг него в обратном направлении. Тритон — один из крупнейших спутников в Солнечной системе (радиус около 2000 км), и такое его движение дает серьезный довод рассматривать Тритон как объект, захваченный Нептуном, а не образовавшийся вместе с планетой. Второй спутник (Нереида) очень мал и движется по очень эксцентрической орбите ( $e=0,75$ ) прямым движением.

В наземных условиях при наблюдении покрытия звезды Нептуном было обнаружено кольцо около него. Но это кольцо — неполное, своего рода ломоть из пылевого вещества.

На рис. 229 показаны некоторые характеристики Земли, Юпитера, Сатурна и Урана.

## ПЛУТОН

Последняя известная планета Солнечной системы, Плутон, астрофизически исследована очень мало, так как блеск его,  $14^m$  в среднем противостоянии, позволяет применять практически только фотометрические методы исследования. По последним измерениям его линейный диаметр близок к 2200 км.

Летом 1978 г. у Плутона был обнаружен слабый близкий спутник  $15,5^m$ , названный Хароном, столь близкий, что обнаружить его уда-

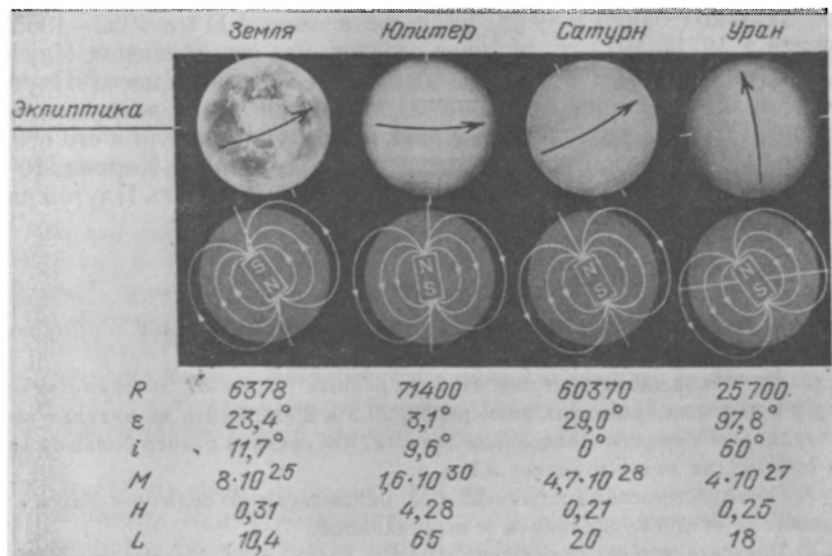


Рис. 229. Сопоставление магнитных полей четырех планет. Обозначения:  $R$  — радиус планеты, км;  $\epsilon$  — наклонение экватора к плоскости орбиты;  $i$  — наклон магнитной оси к оси вращения;  $M$  — магнитный момент, Гс;  $H$  — напряженность магнитного поля на экваторе,  $L$  — протяженность магнитосферы планеты в сторону Солнца в планетных радиусах (Sky and Telescope, Apr. 1986)

лось лишь по небольшому удлинению ( $0,9''$ ) изображения планеты. Это соответствует расстоянию Харона от центра планеты всего 19 000 км. По некоторым признакам период обращения Харона равен периоду вращения планеты,  $6,9^d$ , причем суммарная масса Плутона и спутника равна всего лишь  $1/439$  массы Земли, а плотность только  $1,8 \text{ г/см}^3$ .

Детальная фотометрия Плутона вплоть до инфракрасных участков в  $1,25$ ;  $1,60$ ;  $2,20 \text{ мкм}$ , а также в  $1,55$  и  $1,73 \text{ мкм}$ , привела к заключению, что поверхность планеты устлана твердым инеем метана  $\text{CH}_4$  и что другие распространенные соединения —  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{NH}_3$  и гидраты  $\text{CH}_4$  вроде  $\text{CH}_4 \cdot 8\text{H}_2\text{O}$  на Плутоне отсутствуют. Метан переходит в твердую фазу при  $91 \text{ К}$ . Такая температура на Плутоне обеспечена, и поэтому можно думать, что его поверхность покрыта инеем из метана. Можно

было бы допустить, что весь Плутон есть результат конденсации метана в первоначальной солнечной газопылевой туманности, но тогда средняя плотность его должна быть  $1,2 \text{ г/см}^3$ , а масса порядка  $1/200$  массы Земли, что также неправдоподобно. Наблюдаемое у Плутона почти линейное повышение альбеда от  $0,36$  до  $0,86 \text{ мкм}$  напоминает отражательные свойства малой планеты (5) Астреи, у которой поверхность фотометрически подобна железо-каменным метеоритам или железным с малым содержанием никеля. И реально поверхность Плутона фотометрически неоднородна, о чем свидетельствуют колебания его блеска с периодом  $6^{\text{д}} 9^{\text{ч}} 17^{\text{м}}$  — очевидно, периодом вращения. Амплитуда этих колебаний изменялась и составляла  $0,11^{\text{м}}$  в  $1952\text{—}1955 \text{ гг.}$  и  $0,22^{\text{м}}$  в  $1971\text{—}1973 \text{ гг.}$ , из чего следует, что ось вращения Плутона сильно наклонена к плоскости орбиты. Поскольку масса Плутона очень мала, возникает сомнение, а действительно ли возмущения со стороны Плутона в движениях Урана и Нептуна привели к его открытию в  $1930 \text{ г.}$ ? Вероятное отношение масс Плутона и Харона  $10 : 1$ . Это, а также их взаимная близость позволяют называть Плутон двойной планетой.

## ЗАДАЧИ К ГЛАВЕ VIII

1. Доказать, что геометрическое альбеда для абсолютно белой (ортотропной) поверхности равно  $2/3$ .

2. Принимая геометрическое альбеда равным  $0,2$ , найти абсолютную величину  $g$  астероидов, имеющих размеры  $50$ ,  $20,5$  и  $2 \text{ км}$ . Найти их видимые звездные величины в среднюю оппозицию, считая, что средний размер большой полуоси орбиты для них составляет  $2,9 \text{ а. е.}$

3. Пользуясь числами таблиц 22 и 23, найти звездную величину Марса в оппозициях — средней, афелийной и перигелийной.

4. Показать, что если площадка планеты имеет ту же яркость, что и внефокальное изображение звезды  $m$ -й величины при диаметре этого изображения  $d''$ , то в стильбах эта яркость будет равна

$$\frac{47,2}{\pi d^2 \cdot 2,512^m},$$

и отношение этой яркости к яркости, выставленной рядом перпендикулярной к потоку абсолютно белой площадки

$$R = \frac{3,484 r^2}{d^2 \cdot 2,512^m}$$

[воспользоваться формулой (10.20) КПА].

5. Дополнить таблицу 22 колонкой чисел, дающих значение блеска  $m_0$  в среднее противостояние (или верхнее соединение) планеты.

6. Пользуясь таблицами 21 и 22, определить, какой видимый блеск имел бы Юпитер, если бы он находился на орбите, занимаемой ныне Венерой, в верхнем соединении, в квадратуре и в элонгации  $30^\circ$  от Солнца?

7. Почему для оценки мощности атмосферы планеты применяется величина атмосферного давления, выраженного в показаниях барометра — анероида, а не ртутного барометра?

8. Найти максимальное смещение спектральных линий, образующихся в атмосфере Марса, относительно теллурических линий в области  $7200 \text{ \AA}$ , когда Марс находится в квадратуре (т. е. в направлении, составляющем  $90^\circ$  с направлением на Солнце). Какое смещение покажут при этом линии солнечного спектра в спектре Марса?

9. Наклон линий солнечного спектра, наблюдаемых в спектре восточного и западного краев Юпитера, указывает на скорость вращения  $12,2 \text{ км/с}$  (на экваторе). Определить радиус Юпитера, если наблюдаемый на экваторе его период вращения равен  $9^h50,5^m$ .

10. Вычислить температуру облачного слоя Венеры, рассматривая его как поверхность планеты и полагая  $p=1$ ,  $p'=0,9$ ;  $a_p=0,8$ .

11. Сравнить собственное тепловое излучение Венеры с отраженным ею солнечным излучением при фазе  $\alpha=0$  в трех длинах волн  $\lambda=5 \text{ мкм}$ ,  $10 \text{ мкм}$ ,  $15 \text{ мкм}$  и в двух предположениях о температуре Венеры:  $T=250$  и  $600 \text{ К}$ .

Для учета солнечного облучения Земли в инфракрасной области исходить из значения потока на границе земной атмосферы  $f_\lambda = 4 \cdot 10^7 \text{ эрг/(см}^2 \cdot \text{с)}$  на интервале  $\Delta\lambda=1 \text{ см}$  при  $\lambda=5 \text{ мкм}$  и применить формулу Рэлея — Джинса  $F_\lambda d\lambda \approx T\lambda^{-4}d\lambda$ ; для излучения планеты эта формула негодна.

12. Если адиабатический градиент температуры для смеси  $\text{CO}_2 + \text{N}_2$  близок к  $10 \text{ К} \cdot \text{км}^{-1}$ , то какова должна быть высота облаков Венеры? Принять, что температура облачного слоя равна  $235 \text{ К}$ , а поверхности планеты  $700 \text{ К}$ . Во сколько раз изменится атмосферное давление на этом интервале? Будут ли соответствовать этому выводимые из наблюдений давления  $170 \text{ мбар}$  для уровня облаков и  $70 \text{ атм}$  для поверхности планеты? В какую сторону и как сильно может измениться этот результат, если в атмосфере имеется заметная примесь водяных паров?

13. Определить высоту однородной атмосферы на Марсе. Исходя из давления у поверхности  $25$  и  $85 \text{ мбар}$ , найти, на какой высоте плотность атмосферы Марса становится выше плотности атмосферы Земли. Решая последний вопрос, сделать разные предположения о нейтральной составляющей атмосферы Марса (азот, аргон, ...).

14. Определить радиус и среднюю температуру у астероида (45) Евгения по следующим исходным данным:  $A_r=0,020$ ,  $q=0,52$ . При  $r=2,60$ ,  $\Delta=1,62$  для звездных величин в  $10 \text{ мкм}$  и  $20 \text{ мкм}$  было получено:  $m_{10}=-0,32^m$ ,  $m_{20}=-3,01^m$ . Эти величины имеют калибровку: звезде нулевой величины при  $10 \text{ мкм}$  соответствует поток  $1,14 \cdot 10^{-16} \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{мкм}^{-1}$ , а при  $20 \text{ мкм}$   $8,07 \cdot 10^{-18} \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{мкм}^{-1}$ . Можно принять  $Q=1360 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2}$  (проверить последнее).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ К ГЛАВЕ VIII

1. Шаронов В. В. Природа планет.— М.: Физматгиз, 1958.
2. Планеты и спутники: Пер. с англ. под ред. В. И. Мороза / Под ред. П. Койпера и Б. Мидльхерста.— М.: ИЛ, 1963.
3. Мороз В. И. Физика планет.— М.: Наука, 1967.
4. Мороз В. И. Физика планеты Марс.— М.: Наука, 1978.
5. Мартынов Д. Я. Планеты: Решенные и нерешенные проблемы.— М.: Наука, 1970.

6. *Milankovitch M.* Théorie mathématique des phénomènes thermique, produits par la radiation solaire.— Paris: Gauthier Villars, 1920.
7. *Кузьмин А. А., Маров М. Я.* Физика планеты Венера.— М.: Наука, 1984.
8. *Мороз В. И.* Новое об атмосфере Венеры // Земля и Вселенная.— 1986.— № 3.
9. *Уилл Ф.* Семья Солнца.— М.: Мир, 1984.
10. *Маров М. Я.* Планеты Солнечной системы.— 2-е изд.— М.: Наука, 1986.
11. *Бронштэн В. А.* Планета Марс.— М.: Наука, 1977.
12. *Тейфель В. Г.* Планеты-гиганты.— М.: Наука, 1964.
13. *Тейфель В. Г.* Планеты Юпитер.— М.: Наука, 1969.
14. *Kelly Beatty J.* A place called Uranus; *Chalkin A.* Voyager among the ice worlds // Sky and Telescope.— 1986.— Apr.
15. *Крупенио Н. Н.* Радиофизические исследования Луны и планет.— М.: Знание, 1976.
16. *Жарков В. Н.* Внутреннее строение Земли, Луны и планет.— М.: Знание, 1973.
17. Возникновение жизни во Вселенной.— М.: Изд-во АН СССР, 1963. Статьи А. И. Опарина, Д. Я. Мартынова, В. Г. Фесенкова.
18. Многие статьи, посвященные последним достижениям в исследовании Луны и планет, см. в журнале «Земля и Вселенная» за 1972—1986 гг.

## к § 35

1. Луна / Под ред. С. С. Ранкорна и Г. Юри.— М.: Мир, 1975.
2. Атлас обратной стороны Луны. Ч. I.— М.: Изд-во АН СССР, 1960; Ч. II.— М.: Наука, 1967.
3. *Рускол Е. Л.* Происхождение Луны.— М.: Наука, 1975.
4. *Жарков В. Н.* и др. Введение в физику Луны.— М.: Наука, 1969.
5. *Любимова Е. А.* Термика Земли и Луны.— М.: Наука, 1968.
6. Проблемы комплексного исследования Луны / Под ред. В. В. Шевченко.— М.: Изд-во МГУ, 1986.

## СОЛНЕЧНАЯ СИСТЕМА.

## КОМЕТЫ И МАЛЫЕ ТЕЛА СОЛНЕЧНОЙ СИСТЕМЫ

## § 37. КОМЕТЫ

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА КОМЕТ

Кометы — совершенно особенные космические тела, которые становятся наблюдаемыми лишь при их приближении к Солнцу и тогда они показывают великое разнообразие форм, быстро развивающихся и исчезающих. Обычно вокруг *ядра* кометы образуется большая *голова кометы* (или *кома*), из которой выходят один или несколько *хвостов кометы*. Все это выглядит тем более эффектно, чем ближе комета подходит к Солнцу и чаще всего после прохождения кометой перигелия, но затем, с удалением от Солнца, «угасает», пока от нее не остается слабое туманное пятнышко (изредка звездообразное), настолько слабое, что комета вскоре перестает быть видимой (фотографируемой) с самыми сильными инструментами.

По своеобразию своих форм кометы не имеют себе подобных среди небесных тел. Их отличие от планет проявляется также и в особенностях их движения вокруг Солнца: они движутся по орбитам с большим эксцентриситетом (обычно  $e > 0,5$ , часто  $e \approx 1$ ), а плоскости их орбит могут быть как угодно расположены по отношению к плоскости эклиптики (рис. 230), вплоть до того, что движение кометы может проходить в направлении, противоположном обращению планет.

Кометы практически недоступны самым сильным нашим инструментам, если их расстояние от Солнца превышает 6 а. е. Положение кометы на небе должно быть заранее известно, чтобы изображение кометы, имеющей блеск 19—20<sup>м</sup>, можно было отыскать на фотографии. Фактически же открывают кометы визуально или фотографически, когда они находятся на гелиоцентрических расстояниях около 2—3 а. е. и лишь изредка — на больших. Таким образом, кометы, движущиеся по орбитам, расположенным за кольцом астероидов, а тем более за орбитой Юпитера, в большинстве своем остаются неизвестными для нас, и мы совершенно не знаем, многочисленны ли они там.

Что касается комет, доступных обнаружению, то их в наши дни открывают ежегодно в среднем 6—7, хотя в отдельные годы — значительно больше. Так, в 1975 г. было открыто 13 комет, из них — шесть движущихся по эллиптическим орбитам, периодических, ранее неизвестных. Кроме того, ежегодно наблюдается несколько периодических комет, известных по своим прежним появлениям вблизи Солнца. В течение 1984 г. наблюдалось 38 комет, из которых 13 новооткрытых, восемь периодических (чье появление ожидалось) и 17 комет, найден-



ных в предыдущие годы. В 1985 г. общее число наблюдавшихся комет было 33, причем шесть открыто заново и 10 ожидавшихся короткопериодических. Таким образом, в настоящее время, при современных светосильных телескопах появление комет на небе — нередкое явление.

Как видим, многие кометы — новые, движущиеся по орбитам, весьма сильно вытянутым, почти параболическим. В немногих случаях орбита явно гиперболическая, что дает формальное основание считать такие кометы пришельцами из межзвездного пространства, объектами

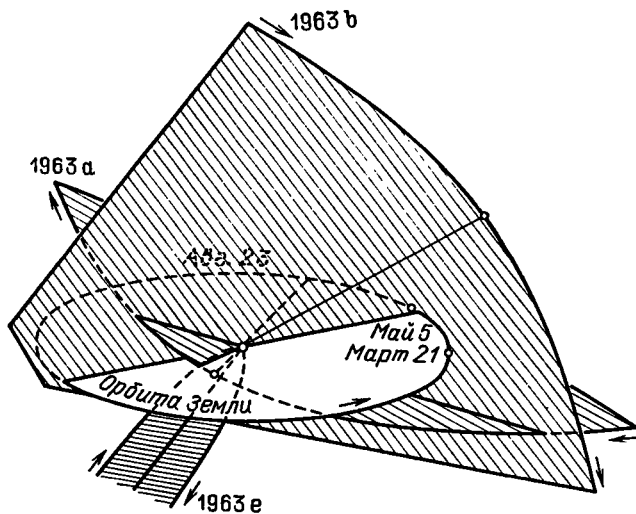


Рис. 230. Орбиты трех комет, наблюдавшихся в 1963 г. Кометы 1963 б и 1963 е двигались по параболе, а комета 1963 а — по очень эксцентричному эллипсу ( $e=0,993$ ). Кроме того, в 1963 г. наблюдались еще шесть периодических комет

чужими в Солнечной системе. Такой вывод, однако, неправилен. Пересекая Солнечную систему под большим или меньшим углом, кометы подвергаются гравитационным возмущениям со стороны планет. При этом первоначально эллиптическая, близкая к параболе орбита пресобразуется в гиперболическую. В хорошо изученных 22 случаях, когда орбиты комет, вычисленные по их движению в ближних окрестностях Солнца, были гиперболами, учет планетных возмущений показал, что в д а л и от Солнца, задолго до прохождения перигелия, 20 комет из 22 двигались по эллиптическим орбитам с эксцентриситетом, очень близким к единице, и очень большой полуосью, порядка тысяч и десятков тысяч а. е. Кометы с такими средними расстояниями имеют периоды обращения в десятки и сотни тысяч лет и на памяти человечества появлялись лишь один раз. Наряду с этим существуют кометы с более короткими периодами обращения — среди них наиболее известна комета Галлея с периодом обращения 76 лет, в своем афелии заходящая за пределы орбиты Нептуна.

*Короткопериодическими* кометами называют те кометы, периоды которых меньше 200 лет. У подавляющего большинства периоды составляют 3—10 лет. Афелии этих комет находятся вблизи орбиты Юпитера. Известны кометы с афелиями близ орбит Сатурна, Урана; довольно много комет с афелиями близ орбиты Нептуна, и тогда их период обращения достигает 100 лет. Список таких комет продолжает пополняться в наши дни новыми открытиями. Для всех комет «юпитеровой группы» вычисления показывают, что до открытия комета двигалась по другой орбите, большего размера, но, подойдя близко к Юпитеру, подвергалась сильному воздействию со стороны этой гигантской планеты, так что ее орбита стала меньше, более вытянутой, а это вызвало появление ее вблизи Солнца и Земли и открытие ее как «новой», периодической кометы. Известны и противоположные случаи, когда возмущения со стороны Юпитера снова делали орбиту кометы большей и с большим перигелийным расстоянием.

Подвергаясь сильному гравитационному воздействию со стороны планет, сами кометы явным образом не влияют на движение небесных тел, с которыми они сближаются. Это свидетельствует о том, что массы комет ничтожно малы: оценки этих масс приводят к значениям  $10^{-8}$ — $10^{-9}$  массы Земли как верхний предел, а в большинстве случаев — к значениям  $10^{16}$ — $10^{18}$  г.

Наряду с этим головы комет иногда достигают размеров, превышающих размеры Солнца, а хвосты имеют порой длину больше 1 а. е. Ясно, что здесь мы встречаемся с веществом в высокой степени разрежения. Как показывает спектр кометы, в ней содержатся и газовая и пылевая составляющие, последняя светит только отраженным солнечным светом. То же можно утверждать относительно самой яркой центральной части головы кометы, которую наблюдатели обычно называют ядром. Как мы увидим далее, распадаясь со временем, комета порождает метеорный поток, движущийся по ее орбите, откуда можно сделать вывод, что ядро кометы не есть единое твердое тело, пусть даже астероидных размеров, но совокупность отдельных тел, размер которых не поддается точному определению. Эта совокупность в большом удалении от Солнца состоит из нестойкого смещения глыб, камней, песчинок, пылинок, слабо связанных между собой, но все-таки образующих до поры до времени единое целое, в котором связующим веществом являются льды из всякого рода простых соединений водорода, кислорода, углерода и азота, легко испаряющиеся при сближении кометы с Солнцем. Тогда все включенные в льды глыбы и камни с поперечником от нескольких метров до сантиметров и миллиметров обнажаются и в свою очередь выделяют адсорбированные газы и поставляют пыль. Они могут образовать рой самостоятельных глыб и камней. Действительно, для того чтобы под воздействием солнечного излучения комета могла выделять значительные количества пыли и газов, нужно, чтобы облучаемая поверхность была относительно велика, а это осуществляется именно у малых тел.

Вся совокупность описанных процессов и определяет наблюдаемое

ядро головы кометы, которое обычно имеет едва заметные угловые размеры, часто изменяющиеся во времени. В пересчете на линейные размеры оно оказывается иногда таким же, как размеры планет, нередко больше Земли, что несовместимо с малой массой кометы.

Разработанная же теоретически чисто гипотетическая модель кометного ядра (модель Уиппла) имеет в виду твердое тело значительно меньших размеров — размеров малого астероида. Его плотность невелика и соответствует плотности углистых хондритов. Оно имеет неправильную форму и окружено загрязненными льдами различных веществ:  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{CO}_2$ ,  $\text{CH}_4$ ,  $\text{CO}$ ,  $\text{NH}_3$ ,  $\text{H}_2$ . На поверхности этой оболочки образуется кора из твердых включений, освобожденных от льдов при их испарении. Кора принимает на себя и солнечное излучение и удары соседних глыб или внешних метеоритов, постепенно разрушается, обнажая льды, которые в свою очередь покрываются корой. Такое ядро предполагается вращающимся с периодом от нескольких часов до суток.

### ОБРАЗОВАНИЕ КОМЕТНЫХ ФОРМ

Выделяемые из ядра от нагрева Солнцем газовые молекулы или отделившиеся от больших глыб пылинки окружают ядро газопылевой атмосферой, образующей голову кометы. Атмосфера эта неустойчива, так как малое ядро кометы не в состоянии удерживать ее частицы, зато воздействие Солнца на них полноценно — оно состоит в гравитационном притяжении и отталкивании. Физическая природа отталкивания не всегда ясна (см., однако, с. 584), но в ряде случаев вполне объясняется световым давлением. Последнее придает частице ускорение вдоль радиуса-вектора, обратно пропорциональное квадрату расстояния от Солнца (так же, как и гравитационное воздействие). Поэтому можно рассматривать кометную частицу как бы находящейся под действием некоторого эффективного ускорения к Солнцу:

$$\mu = 1 - R, \quad (37.1)$$

где  $R$  — отталкивательное ускорение, в то время как компактное ядро кометы подчиняется чисто гравитационному ускорению, равному единице \*).

Если  $0 < \mu < 1$ , то движение частицы будет происходить по гиперболе, обращенной вогнутостью к Солнцу, или по эллипсу в зависимости от скорости в момент выброса. При  $\mu = 0$  ( $R = 1$ ) на частицу не действует никакая сила и ее движение происходит по инерции, прямолинейно. Наконец, при  $\mu < 0$  ( $R > 1$ ) частица будет двигаться по гиперболе, выпуклой в сторону Солнца.

В результате из головы кометы происходит непрерывное истечение

---

\*) Можно себе представить дело и так, что частица движется под действием притяжения массы  $\mu$  (масса Солнца принимается равной единице). При этом  $\mu$  может быть и отрицательной.

вещества по траекториям, форма которых зависит от эффективного ускорения  $\mu$ . Так образуются кометные хвосты различной формы.

Выбрасываемые из головы и движущиеся с определенным ускорением  $1 - \mu$  частицы расположатся относительно головы вдоль некоторой кривой, именуемой *синдиной* (рис. 231). Со совокупность синдин, охватывающих все наличные значения  $R = 1 - \mu$ , образует хвост

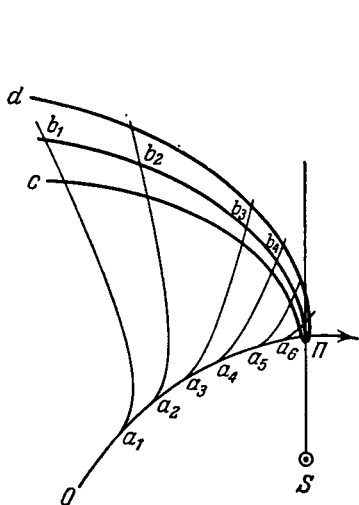


Рис. 231. Схема образования синдин кометы. Ядро кометы движется по орбите  $OP$  около Солнца  $S$ . В точках  $a_1, a_2, \dots$  орбиты из кометы выбрасываются с одинаковыми ускорениями частицы, которые в момент, когда ядро кометы находится в  $P$ , выстраиваются вдоль синдины  $b_1, b_2, b_3, \dots$ . Для других значений ускорения синдины будут располагаться вдоль ветвей  $c, d, \dots$ .

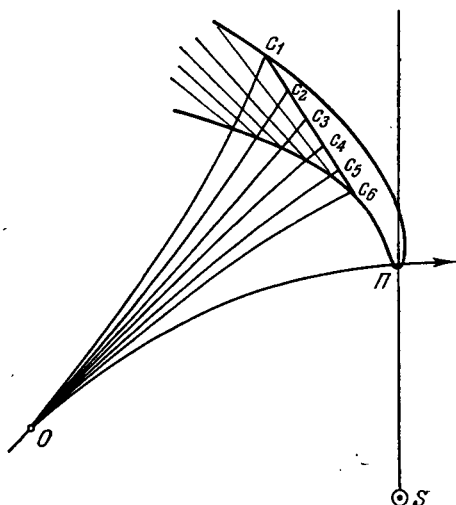


Рис. 232. Схема образования синхрон кометы. Ядро кометы движется вокруг Солнца по орбите  $OP$ . В точке  $O$  из него взрывом выбрасываются пылевые частицы с самыми разнообразными ускорениями. Все эти частицы, когда ядро кометы достигает точки  $P$ , располагаются вдоль совокупности точек  $c_1, c_2, c_3, \dots$ , образующих синхрону (концевую синхрону), которая приблизительно представляется прямой линией, проходящей через голову кометы. Для других взрывов синхроны будут располагаться вдоль других прямых. Если во время взрыва значения  $R$  были разнообразны, начиная от нуля, синхрона начинается от ядра кометы и называется полной.

кометы в форме коноида с осью, отклоняющейся от продолженного радиуса-вектора кометы тем меньше, чем больше  $R$ . Хвост будет тем уже, чем меньше разнообразие значений  $R$ .

Но возможен хвост иного типа — как совокупность расположения частиц, выброшенных из ядра кометы в некоторый момент и движущихся после этого с самыми разнообразными ускорениями (рис. 232). Такая совокупность называется *синхроной*, причем если было несколько выбросов, то и синхрон будет несколько. Все они располагаются приблизительно в форме прямых полосок, пересекающихся в ядре. В том случае, когда частицы подвергаются разным ускорениям  $R$  вплоть до нуля, синхрона будет начинаться у самой головы кометы.

## МЕХАНИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ КОМЕТНЫХ ФОРМ

В соответствии с изложенными в предыдущем разделе представлениями была разработана (Бредихин, Орлов) *механическая* теория кометных форм, в результате которой введена следующая классификация кометных хвостов:

I<sub>0</sub>. Прямолинейные лучи, симметричные относительно оси кометы. Ускорения  $1-\mu$  очень велики, порядка 1000.



Рис. 233. Комета Мркоса 1957 d по фотографии, полученной 14 августа 1957 г. в 14<sup>h</sup>45<sup>m</sup> всемирного времени. Луч зрения близок к нормали к плоскости кометной орбиты и комета хорошо видна «в плане». Хорошо развит прямолинейный хвост I типа, правее него располагается хвост типа II, усыянный концевыми синхронами. На оригинальном негативе можно проследить светящееся пылевое вещество хвоста почти до направления, перпендикулярного к хвосту I типа. Это пылевое вещество, рассеянное с очень малым отталкивательным ускорением

I. Прямые хвосты, часто неправильно очерченные, располагаются близко к продолженному радиусу-вектору кометы слегка назад относительно ее орбитального движения. В них наблюдаются облачные образования и струи. Как и тип I<sub>0</sub>, хвосты типа I — синдинамные образования. Ускорения  $1-\mu=22n$ , где  $n=1, 2, 3$  и более (рис. 233).

II. Хвосты, сильно изогнутые назад относительно движения кометы. В них можно заметить поперечные полоски — синхроны (так называемые концевые синхроны). Ускорения  $1-\mu$  от 2,2 до 0,6 (см. рис. 233).

II<sub>0</sub>. Прямые хвосты, в противоположность типу I сильно отклоненные от продолженного радиуса-вектора назад относительно движения кометы. Такой хвост представляет собой единую полную синхрону с набором в ней ускорений  $1-\mu$  от 2,2 до 0. В первоначальной классификации Бредихина этот тип хвостов назывался третьим.

А н о м а л ь н ы е хвосты, направленные к Солнцу. Их рассматривают как образования головы кометы, так как они обычно коротки, но комета 1956 h Аренда — Ролана в апреле 1957 г. показала длинный хвост, направленный в сторону Солнца и лежавший в плоскости орбиты. При внимательном рассмотрении оказалось все же, что этот хвост расположен с внешней стороны орбиты кометы, и лишь по условиям проектирования на картинную плоскость он казался направленным к Солнцу. 25 апреля 1957 г. Земля как раз проходила через плоскость кометной орбиты, и этот хвост истончился до узкого луча длиной  $15^\circ$ , а затем вновь открылся, но уже с другой стороны. Толщина его в плоскости орбиты не превосходила 13 000 км, в то время как главный хвост был в десятки раз толще. Особенность аномального хвоста состоит в том, что его частицы не испытывают отталкивающего воздействия со стороны Солнца ( $\mu=1$ ). Они были просто выброшены из ядра кометы в разных направлениях и не были подхвачены отталкиванием из-за своих относительно больших размеров.

## СПЕКТРЫ КОМЕТ

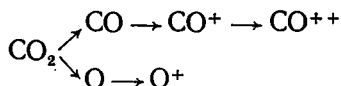
Спектральный анализ с физической стороны обосновывает описанную классификацию: хвосты типов I и I<sub>0</sub> являются газовыми, а типов II и II<sub>0</sub>, а также аномальные — пылевыми, так как их спектр дает простое воспроизведение освещающего солнечного излучения.

Газовый спектр комет, наоборот, очень сложен (рис. 234); он состоит из множества эмиссионных полос, излучаемых молекулами, атомами и ионами. В голове кометы (ее кома) наблюдаются нейтральные молекулы C<sub>2</sub>, CN, OH, CH, HCN, CH<sub>3</sub>, CN, H<sub>2</sub>O (последние две открыты недавно по излучению в радиодиапазоне). Естественно, что под действием солнечного излучения происходит и диссоциация и ионизация молекул. Ядро окружают в непосредственной близости к нему атомы [OI], HI, CI и OI, а когда комета очень близка к Солнцу, то также и атомы Fe и Na. В удалении от головы — в хвосте — обнаруживаются ионы CO<sup>+</sup>, CH<sup>+</sup>, CO<sub>2</sub><sup>+</sup> и H<sub>2</sub>O<sup>+</sup>, но только у газовых, плазменных хвостов, пылевые хвосты дают непрерывный спектр, воспроизводящий солнечное излучение. Непрерывный спектр замечается и у ядра, но он сильно искажен эмиссиями, что затрудняет его анализ. Быть может, он наблюдается в чистом виде при большом удалении кометы от Солнца, но в эту пору ядро, как правило, слабо и малодоступно. Именно по этой причине определить альбедо и размеры головы кометы затруднительно. Из наблюдений кометы вблизи Солнца поперечник ядра определяется в 3—5 км, а альбедо принимают равным 0,5, как у пылевых туманностей. В газовом хвосте, если непрерывный спектр почти или



них уровней пришедшим от Солнца фотоном. Набор частот фотонов в непрерывном спектре Солнца ничем не ограничен, хотя сама величина их потока может быть снижена в области частот, занятой сильной флуоресценцией. При возвращении молекулы на основное состояние переизлучение фотона происходит, конечно, в той же частоте (хотя и не вполне точно). Резонансная флуоресценция возможна потому, что из-за крайней разреженности кометных газов возбуждение регулируется не столкновениями между молекулами (чрезвычайно редкими), а только поглощением солнечных фотонов. Вследствие высокой дилуции излучения это случается также довольно редко, и у некоторых молекул возвращение на низший уровень за время между двумя возможными актами поглощения обязательно происходит. У молекул другого рода это может и не произойти. Поэтому в распределении интенсивностей полос и линий внутри полос есть много особенностей, которые всегда удастся объяснить с точки зрения резонансной флуоресценции. Естественно, при таком принудительном механизме свечения нельзя определить температуру кометных газов, как это сделано было для планетных атмосфер (см. выше, с. 485): формально получаются самые разнообразные значения температур, вплоть до 3000 К.

Если резонансная частота лежит в недоступной части спектра (ультрафиолетовой или инфракрасной), то молекула ускользает от обнаружения. Такова, в частности, судьба устойчивых молекул, как  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{NH}_3$ ,  $\text{CH}_4$ ,  $\text{C}_2\text{N}_2$ ,  $\text{N}_2$ , в существовании которых нельзя сомневаться, так как именно их распад (диссоциация) и приводит к образованию радикалов  $\text{CN}$ ,  $\text{NH}$ ,  $\text{NH}_2$ ,  $\text{CH}$ . Все эти соединения в лабораториях могут быть получены с ничтожной продолжительностью существования или при температурах, близких к абсолютному нулю. В кометах они существуют длительно из-за высокой степени разрежения. При диссоциации молекулы углекислого газа образуется такая группа продуктов распада:



Все участники этих цепей, кроме  $\text{CO}^+$ , требуют для резонансного возбуждения ультрафиолетового излучения и потому не наблюдаются. Сама же ионизованная молекула  $\text{CO}^+$  в комете очень устойчива по отношению к диссоциации и ионизации в поле излучения Солнца, а потому хвосты из  $\text{CO}^+$  при  $r=1-0,5$  а. е. и отдельные сгущения из них тоже устойчивы в пределах нескольких суток. Другие наблюдаемые в кометах молекулы не столь устойчивы; они диссоциируют или ионизируются на протяжении немногих часов и потому не наблюдаются за пределами головы кометы.

Заатмосферные наблюдения проходивших близко к Солнцу ярких комет 1970 г. в лучах  $L_\alpha$  обнаружили существование огромного водо-



родного гало вокруг головы кометы. Диаметр гало — несколько миллионов километров \*).

Свет кометы часто показывает заметную поляризацию (порядка 10 %  $\pm$ ) не только в непрерывном спектре, но и в эмиссионных полосах.

### БЛЕСК КОМЕТЫ И ЕГО ИЗМЕНЕНИЯ

Блеск кометы очень сильно возрастает с приближением ее к Солнцу. Обычно световой поток от кометы представляют формулой

$$F = \frac{F_0}{r^n \Delta^2}, \quad (37.2)$$

где  $F_0$  — значение  $F$  при  $r = \Delta = 1$ . Естественно, что  $F$  обратно пропорционально квадрату расстояния  $\Delta$  кометы от земного наблюдателя. В случае планеты мы имели бы ту же зависимость от гелиоцентрического расстояния  $r$ . Но комета не просто освещается Солнцем, а возбуждается к свечению, кроме того, существенно изменяются размеры ее головы и хвоста. Поэтому в формуле (37.2)  $n$  обычно больше двух, часто достигает четырех и даже пяти, когда блеск кометы очень сильно и быстро возрастает с уменьшением  $r$  (как, например, у комет 1843 I и 1910 I, которые можно было видеть днем, и особенно у кометы 1882 II, которую наблюдали рядом с диском Солнца, когда она, находясь в перигелии, двигалась сквозь корональное вещество). Переводя формулу (37.2) в логарифмическую форму и обозначая  $-2,5 \lg F = H$  и  $-2,5 \lg F_0 = H_0$ , получим (в звездных величинах)

$$H = H_0 + 2,5n \lg r + 5 \lg \Delta; \quad (37.3)$$

$H_0$  называют *абсолютной звездной величиной* кометы. Для разных комет она варьирует от  $-3^m$  (комета 1729 г.) через  $4,6^m$  (комета Галлея 1910 II) до  $+15^m$  (самые слабые из открываемых комет). Чаше всего  $H_0 = 5^m - 6^m - 7^m$ .

Как было уже указано выше, в комете светятся газы и отражает солнечный свет пыль. Само кометное ядро дает очень мало света, будучи образованием малым, отражательная способность которого плохо известна.

Что касается газов, то они выделяются под действием нагрева из ядер, где они находятся либо в замороженном, либо в абсорбированном состоянии. Температура ядра может быть приближенно подсчитана по формулам (29.6) или (33.36). Уже на расстояниях от Солнца  $r = 2$  а. е., а тем более на меньших температура становится много выше точки кипения таких газов, как углекислый газ, метан и аммиак, а непре-

---

\*) До 20 млн км у кометы Беннетта 1969 i. У кометы 1973 XII Когоутека гало  $L_\alpha$  размерами превышало размеры Солнца и асимметрично распространялось в сторону хвоста. Благодаря наблюдениям за пределами атмосферы удалось обнаружить источники резонансного возбуждения для молекулы  $H_2O$  и  $L_\alpha$ . Гало водорода, конечно, есть результат диссоциации молекулы воды на H и OH.

дельные соединения такие, как  $\text{CH}$ ,  $\text{CN}$ ,  $\text{NH}$ ,  $\text{NH}_2$ , способные существовать при очень низких температурах, энергично взрываются, будучи совсем немного нагреты. При еще меньших  $r$  переходит в газообразную фазу вода. Можно представить себе, что кометные ядра состоят из всех перечисленных только что соединений и радикалов в замороженном состоянии; их можно назвать льдами. Во льды входят отдельными включениями стойкие твердые вещества типа метеоритов. Эти последние освобождаются при расплавлении и испарении льдов, нагреваются солнечными лучами и выделяют абсорбированные газы. При этом из числа  $n_0$  абсорбированных на  $1 \text{ см}^2$  молекул в секунду освобождаются  $n$  молекул согласно равенству

$$n = n_0 \sqrt{\frac{kT}{2\pi m}} e^{-\frac{L}{RT}},$$

где  $L$  — энергия десорбции, т. е. высвобождения молекул (или же теплота испарения). Для интересующих нас газов  $L$  — порядка 5—10 тыс. кал/моль. Если применить для температуры кометы формулу (29.6) в виде  $T = T_0/\sqrt{r}$  и принять, что интенсивность  $I$  свечения кометы пропорциональна числу выделившихся молекул  $n$ , то получим

$$I = I_0 r^{-1/4} e^{-BV\sqrt{r}}, \quad (37.4)$$

где  $B = L/RT_0$ , и, следовательно, вместо чисто эмпирической формулы (37.3) получаем

$$H = \text{const} + 0,621 \lg r + 1,086 BV\sqrt{r} + 5 \lg \Delta, \quad (37.5)$$

где сильная логарифмическая зависимость от  $r$  заменяется зависимостью от  $r^{1/2}$  (член  $0,62 \lg r$  меняется медленно). Фактически наблюдаемый блеск комет укладывается в эту формулу, и по эмпирически определенному коэффициенту при  $V\sqrt{r}$  можно найти величину  $L$ . В среднем  $B = 7,2$ , откуда при  $T_0 = 350 \text{ К}$   $L = 4600$  кал/моль, что является разумным значением теплоты десорбции (или испарения) в рассмотренных выше процессах.

### ДАВЛЕНИЕ СВЕТА НА КОМЕТНЫЕ ЧАСТИЦЫ

Пылевая составляющая свечения кометы формулой (37.5) не учитывается и появление в голове кометы пыли, да еще в результате отдельных взрывов, очень трудно понять; приходится признать, что пыль в мелко дисперсном состоянии уже вморожена во льды кометного ядра. Освобождаясь, она выбрасывается со скоростями нескольких десятков метров в секунду и подхватывается давлением солнечного света, которое особенно эффективно действует на частицы радиусом около  $0,1 \text{ мкм}$ . Теория дает нам в случае вещества с плотностью около  $2,8 \text{ г/см}^3$  отношение отталкивательной силы к силе притяжения около  $2$ — $2,5$ . Мы видели, что согласующиеся с этим значения  $1$ — $\mu$  наблюдаются в хвостах II типа.

Можно рассчитать также величину светового давления на молекулы и атомы. Механизм резонансной флуоресценции требует этого неминуемо: квант  $h\nu$  несет с собой массу  $h\nu/c^2$  и обладает количеством движения  $h\nu/c$ ; именно таков будет импульс силы, получаемый молекулой при поглощении кванта, в направлении продолженного радиуса-вектора. В то же время переизлучение кванта может произойти в любом направлении и, следовательно, никакого направленного импульса газовым частицам не дает. Для расчета светового давления в этом случае нужно знать величину потока соответствующих квантов и вероятность их захвата соответствующими молекулами или атомами, что зависит также и от времени существования последних в нужном энергетическом состоянии. Так, расчеты отталкивательной силы, испытываемой атомами NaI при поглощении ими излучения Солнца в линиях  $D_1$  и  $D_2$ , показали, что она примерно в 50 раз превосходит силу притяжения. Если это значение  $1\text{ —}\mu$  сопоставить с наблюдавшимся у головы кометы Мркоса излучением  $D_1$  и  $D_2$  на расстоянии  $\sim 2000$  км в сторону Солнца, то окажется, что выброс атомов натрия из ядра кометы происходил со скоростью 2 км/с (см. задачу 4), что превышает тепловую скорость их движения (около 0,45 км/с) для того расстояния  $r=0,58$  а. е., при котором были сделаны наблюдения. Более тяжелые и сложные молекулы имеют гораздо меньшую вероятность рассеяния резонансных солнечных квантов и в связи с этим гораздо меньшее значение отталкивательного ускорения, чем у атомов натрия, что делает непонятным значения 22,44,66 для  $1\text{ —}\mu$  у газовых хвостов I типа, состоящих из  $\text{CO}^+$ ,  $\text{CO}_2^+$  и  $\text{N}_2$ .

Между тем в хвостах типа I<sub>0</sub> отталкивательные ускорения иногда достигают тысячекратного значения гравитационного ускорения. Отдельные облачные образования в хвостах комет I типа также движутся с очень большими ускорениями при очень больших начальных скоростях (7—9 км/с), и для них, следовательно, гипотеза светового давления непригодна. При этом само явление взрывного выделения газов из ядра кометы не укладывается в круг описанных регулярно действующих факторов.

Выделение вещества из головы кометы проявляет себя и чисто механически. Давно знают, что движение некоторых периодических комет не сводится к действию одной гравитационной силы. Особенно известно вековое ускорение кометы Энке. Его нельзя объяснить движением в сопротивляющейся среде: межпланетная среда обладает недостаточно высокой плотностью. Наоборот, другой механизм достаточно эффективен. Ядро кометы вращается с периодом, который оценивают приблизительно в одни сутки. При облучении Солнцем ядро нагревается, но наибольшая температура наступает не в подсолнечной точке кометы, а несколько позже, скажем, на  $10\text{—}15^\circ$  по долготе в сторону «вечера». Между тем выброс газа и пыли всего обильнее здесь, и при выбросе возникает реактивное ускорение в направлении, которое составляет с радиусом-вектором кометы заметный угол, так что у реактивного ускорения есть составляющая, перпендикулярная к радиусу-вектору.

Эта составляющая увеличивает или уменьшает скорость орбитального движения кометы в зависимости от того, вращается ли комета в прямом или обратном направлении. Наряду с ускорением у комет встречаются, правда реже, замедления движения.

### СОЛНЕЧНАЯ АКТИВНОСТЬ КАК ИСТОЧНИК ВОЗНИКНОВЕНИЯ КОМЕТНЫХ ФОРМ

Поиски нерегулярных факторов приводят к явлениям солнечной активности. Известно, что интегральный блеск комет, подчиняющийся в среднем формулам вида (37.3) и (37.5), в отдельные моменты подвергается резким флуктуациям, чаще всего внезапным вспышкам. Особенно примечательна в этом отношении комета 1925 II Швасмана—Вахмана. Она движется по орбите с малым эксцентриситетом за пределами орбиты Юпитера, и так как ее движение хорошо исследовано, она наблюдается в каждое противостояние благодаря точно известному положению на небе. Обычно ее блеск на расстоянии от Земли свыше 5 а. е. и от Солнца около 6 а. е. не бывает ярче  $17-18^m$ , а иногда падает до  $19^m$ . Но временами она вспыхивает до  $11-12^m$ , а в январе 1946 г. даже до  $9^m$ , и тогда воспринимается наблюдателями со скромными инструментами как новооткрытая комета. При этом ее спектр — непрерывный, лишенный газовых эмиссий. Комета 1961 е, проявившая большую активность на близком расстоянии от Солнца, проявляла ее еще год спустя на гелиоцентрическом расстоянии 3 а. е. Будучи уже объектом  $16^m$ , она имела сложный хвост длиной  $30'$ , а затем, уже на расстоянии 6 а. е. от Земли и Солнца, она вдруг вспыхнула до звездной величины  $10,5^m$ . Еще более эффектную вспышку испытала периодическая комета Тутля — Джакобини — Кресака, которая в июле 1973 г. за четверо суток увеличила свой блеск от  $13,2^m$  до  $4,2^m$ , т. е. в 4000 раз.

Как эти, так и многочисленные другие вспышки комет исследователи пытались связать с колебаниями солнечной деятельности: с изменениями чисел Вольфа или других индексов солнечной активности на стороне Солнца, обращенной к комете. Однако достоверные связи такого рода обнаружить не удалось: в одних случаях они как будто намечались, в других — отсутствовали, и если намечались, то скорее статистически, а не в конкретных случаях. Поэтому более плодотворной оказалась идея связать кометные вспышки не с электромагнитным излучением Солнца, а с корпускулярным, которое, как мы видели в § 7, часто возникает при активных солнечных процессах, а излучаемые Солнцем протоны, электроны и, возможно, другие частицы движутся по сложным траекториям с различными скоростями ( $450-1500$  км/с) и несут с собой магнитные поля, которые взаимодействуют с встречающимися на пути плазменными массами головы кометы.

Плазменные хвосты I типа обладают большим разнообразием форм, вызванным, в частности, различиями в скорости приходящего солнечного ветра. По небольшому отклонению хвоста от антисолнечного на-

правления можно судить о скорости частиц постоянного солнечного ветра  $V$ . Она равна в среднем 400 км/с.

Когда поток частиц, выброшенных из Солнца при вспышке, с плотностью  $n_p = 10^2 - 10^3 \text{ см}^{-3}$  (при  $r=1$ ) или поток постоянно действующего «солнечного ветра» с плотностью  $n_p = 10^1 - 10^2 \text{ см}^{-3}$ ,

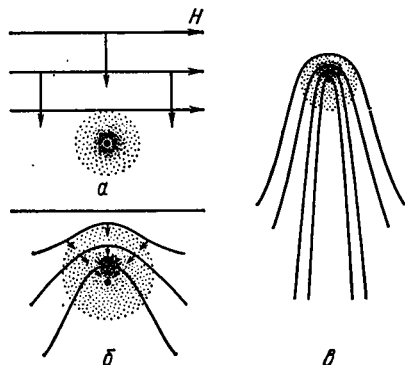
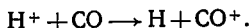


Рис. 235. Схема взаимодействия магнитного поля солнечного ветра с плазмой головы кометы

скоростью 3—5·10<sup>7</sup> см/с и магнитным полем 10<sup>-5</sup> встречается с головой кометы, состоящей из газа, заметно ионизованного, т. е. с плазмой, плотность ионов в которой на периферии  $n_m = 10^1 - 10^2 \text{ см}^{-3}$ , а глубже достигает значения  $n_m = 10^9 - 10^{13} \text{ см}^{-3}$ , магнитное поле начинает испытывать торможение в лобовом ударе и обтекает голову кометы с флангов, как это показано на рис. 235 для трех последовательных стадий. Изогнувшиеся силовые линии магнитного поля становятся траекториями движения ионов головы кометы, что может объяснить как хвост I типа, так и струйчатое или лучистое строение его, наблюдаемое у многих комет. В то же время голова кометы своей плазмой оказывает растущее сопротивление магнитным силовым линиям,

сжимающим ее. Протоны корпускулярного потока получают направленное движение, фокусирующее их к центру, плотность их потока растет, и они производят усиленную ионизацию молекул кометы, отнимая у последних электрон;



Для того чтобы описанный механизм образования хвостов из ионизованных газов эффективно действовал, плотности ионов потока  $n_p$  могут быть значительно меньшими (например,  $n_p \approx 10 \text{ см}^{-3}$ ), чем наблюдаются в окрестностях Земли, но естественны на большом удалении от Солнца.

В 1984 и 1985 гг. были осуществлены наблюдения облаков бария, выброшенных за пределы земной атмосферы на расстояние 17 радиусов Земли в набегающий солнечный ветер с сопутствующим ему магнитным полем. Под действием солнечного ультрафиолетового облучения барий ионизовался и образовавшееся плазменное облако быстро приняло формы, наблюдаемые у комет, — голову, хвост и даже обрыв хвоста.

## РАСПАД КОМЕТ. ПРОИСХОЖДЕНИЕ КОМЕТ

При каждом сближении с Солнцем комета теряет некоторую часть своей массы в виде газа и пыли, выбрасываемых в голову и в хвост. Особенно крупные потери несет комета при образовании аномальных хвостов, состоящих из частиц крупного размера. Количество газов, остающихся в глыбах кометной головы, прогрессивно уменьшается; быстро рассеивается в пространстве свободная пыль. Периодическая комета с каждым приближением к Солнцу становится все слабее, многие из них «не выдерживают» более двух-трех сближений с Солнцем

и перестают существовать как кометы. Другие известны при большем числе появлений, например, комета Энке с периодом 3,3 года, открытая в 1786 г. и регулярно наблюдавшаяся до настоящего времени при 47 появлениях (восемь было пропущено наблюдателями).

Комета Галлея с более длинным периодом, 76 лет, наблюдается с 466 г. до н. э. За минувшие  $2\frac{1}{2}$  тысячелетия она 32 раза проходила перигелий на расстоянии от Солнца всего лишь 0,59 а. е. Трудно сказать, ослабела ли она за это время, но комета Энке за два столетия ослабела достоверно. Ее абсолютная звездная величина  $H_0$  изменилась в сторону ослабления не менее чем на  $2^m$ . У многих других комет этот процесс идет несравненно быстрее. Одна комета из числа имеющих эллиптическую орбиту короткого периода наблюдалась лишь один раз и в следующее предвычисленное появление свое вблизи Солнца не обнаруживалась, несмотря на благоприятное расположение и тщательные поиски.

Нередки случаи, когда кометы дробятся на несколько частей, демонстрируя тем самым малую связанность ее вещества. Широко известно дробление кометы 1846 II Бельи, которое произошло чуть ли не «на глазах очевидцев». На рис. 236 внизу показана серия фотографий ядра кометы Уэста 1975 г., полученных за пять дат 1975 г., от 8 марта до 24 марта. Это была великолепная пылевая комета (рис. 236 сверху). Относительная скорость отдельных ее частей составляет несколько метров в секунду, но за сутки они расходятся на 300—500 км. С течением времени гравитационная связь между ними ослабевает, и они движутся вокруг Солнца как независимые тела.

Примером, хорошо иллюстрирующим эту ситуацию, являются две «царапающих» кометы, наблюдавшиеся со спутника «SOLWIND» в непосредственной близости от Солнца с помощью своеобразного коронографа — в тени от искусственного диска, выдвинутого на много метров вперед от прибора и создававшего имитацию солнечного затмения при отсутствии атмосферных помех. В январе и июле 1981 г. кометы наблюдались на расстояниях от Солнца, немного превышающих его радиус  $R_\odot$ , и даже в солнечной короне и прекращали свое существование. Можно с уверенностью утверждать, что вся пылевая составляющая этих комет испарилась в солнечной короне, но более крупные тела, входившие в ядро кометы (каменные глыбы), «пережили» чрезвычайно высокую температуру в течение нескольких часов пребывания в короне и вырвались по первоначальной орбите, удаляясь от Солнца как скопление малых твердых тел и уже невидимые. Этого нельзя сказать о еще одной «царапающей» комете, 1979 XI, у которой перигельное расстояние  $q=0,35 R_\odot$ . Конечно, она не могла уцелеть ни в какой форме.

Если орбита эта пересекает земную орбиту, то ежегодно, когда Земля попадает в точку пересечения, наблюдаются метеорные дожди, усиливающиеся при одновременном подходе к этой точке Земли и остатков кометы. Если же усиления не наблюдается, значит, вещество кометы более или менее равномерно рассеялось по орбите — комета

полностью прекратила свое существование как небесное тело (см. § 38 и 39).

Наряду с этим наблюдатели ежегодно открывают новые кометы, часть которых периодические. Такими они стали в результате измене-

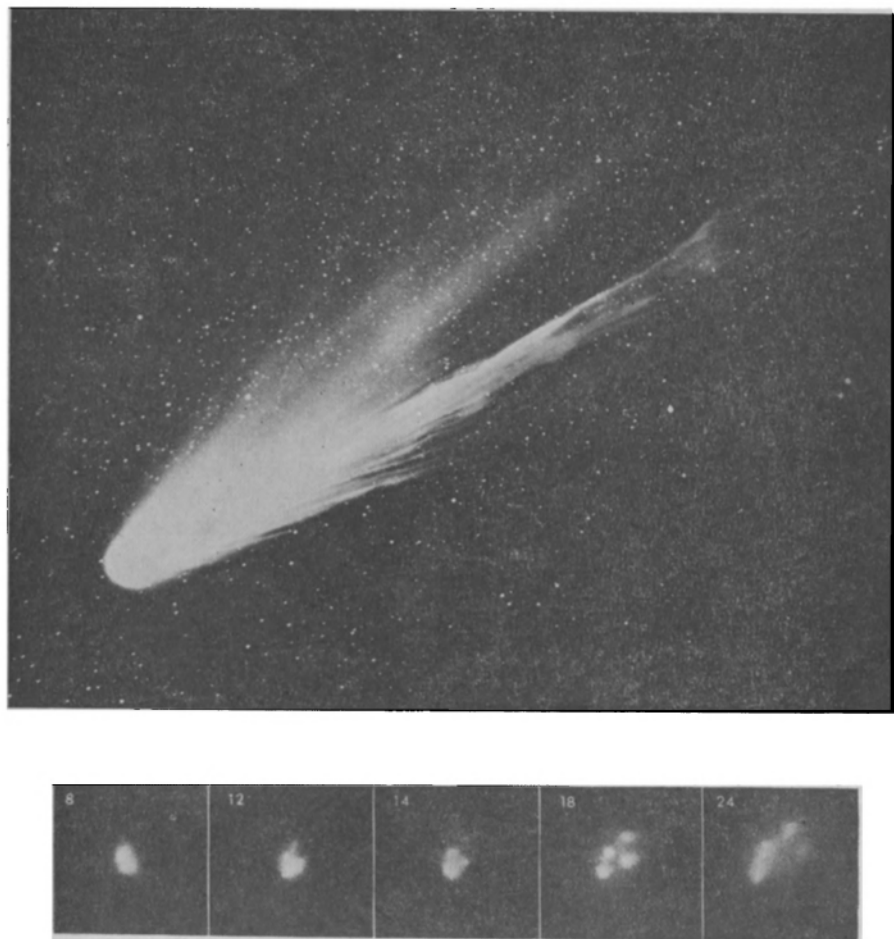


Рис. 236. Вверху фотография кометы Уэста 1975 п. Получена на Крымской астрофизической обсерватории 11 марта 1976 г. Внизу — дробление «ядра» кометы 1975 п Уэста в марте 1976 г. Цифры указывают числа месяца, когда были получены фотографии. В апреле образовавшиеся ядрышки продолжали расходиться со скоростью 10—20—40 км/ч. 18 марта расстояние между крайними ядрышками (на концах длинной диагонали) составляло в проекции на небесную сферу 9300 км, а 7 апреля — 21 700 км. (Займствовано из журнала *Sky and Telescope*, 1976, v. 51)

ния орбиты из-за возмущений со стороны больших планет и перешли из состояния пассивного существования вдали от Солнца в состояние активное, проявляя себя при сближении с Солнцем. Таких пассивных

комет может быть очень много, так как они могут существовать в «законсервированном» состоянии неопределенно долго. Как уже отмечалось ранее, все они принадлежат Солнечной системе, но могут покидать ее под действием возмущений со стороны планет. Если афелийное расстояние кометы сравнимо с межзвездными расстояниями, то гравитационная ее связь с Солнцем становится слабой и притяжение со стороны звезд может существенно изменить ее орбиту, в частности, также вывести ее за пределы Солнечной системы. Столь же возможно и обратное: если комета первоначально двигалась по орбите, перигелий которой лежит далеко от Солнца, то в результате возмущений орбита может стать сильно вытянутой, с малым перигелийным расстоянием.

Один из последних кометных каталогов (1972 г.) содержит орбитальные элементы 924 появлений комет вблизи Солнца. Сюда вошли все достаточно хорошо наблюдавшиеся кометы, у которых можно было определить элементы с уверенностью. Из 924 появлений 324 — это возвращения периодических комет, так что каталог содержит 600 отдельных объектов. За двадцать лет число это возросло на 60, и оно непрерывно растет по мере совершенствования наблюдательных средств. В 1970 г. перигелий прошли 15 комет.

Вероятно, короткопериодические кометы черпаются из числа комет, движущихся между орбитами внешних планет, сравнительно близко к основной плоскости Солнечной системы, и в том же направлении, что и планеты. Кометы с орбитами, близкими к параболическим, очень часто движутся в противоположном направлении или под большим углом к плоскости движений и практически не могут быть преобразованы в короткопериодические. Но детальное рассмотрение всех этих вопросов — задача небесной механики. На сегодняшний день будет всего правильнее считать, что кометы являются остатками того же газопылевого облака, из которого образовались планеты. Они остались сборищем малых холодных тел, не сумевших объединиться в единую планету — малую или большую.

Распространенное мнение связывает кометы с планетезималями — теми предполагаемыми сгущениями в первоначальном солнечном газопылевом облаке, которые, соединяясь, образовали планеты, тогда как часть планетезималей осталась независимой, дав начало образованию комет. Выдвинута такая гипотеза (Оорт): Солнце окружено на расстоянии десятков тысяч астрономических единиц сферическим слоем, содержащим миллиарды комет. Некоторые из них по случайным причинам, в числе которых — близкое прохождение звезды, время от времени «спускаются» к Солнцу с тем, чтобы после блестящего «спектакля» либо никогда больше не возвращаться к нему, либо вернуться для нового сверкающего появления через тысячелетия и миллионы лет.

#### КОМЕТА ГАЛЛЕЯ В 1986 г.

Спустя 76 лет после своего появления в 1910 г. комета Галлея вновь появилась в окрестностях Солнца и Земли. К этому появлению была произведена тщательная подготовка всех наблюдательных средств



конца XX столетия; предусматривалась посылка космических аппаратов для непосредственного контакта исследовательских приборов с веществом кометы. Было запущено пять аппаратов: «Вега-1» и «Вега-2» (СССР), «Джотто» (страны Европы) и «Суисен» и «Сакигаке» (Япония). Все они успешно справились со своими задачами. Встречи состоялись, когда комета после прохождения через перигелий 9 февраля пересекала плоскость земной орбиты 6—9—11—14 марта на встречных скоростях около 70 км/с у «Джотто» и почти 80 км/с у «Веги-1». Японские

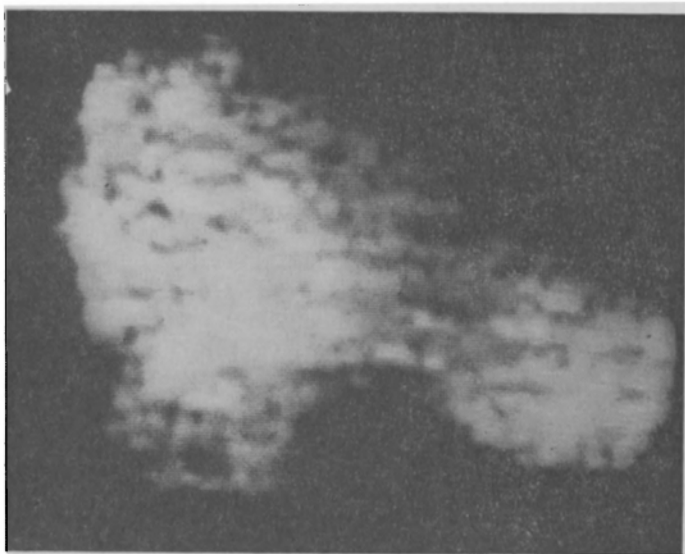


рис. 237. Изображения ядра кометы Галлея, полученное аппаратом «Вега-2» 9 марта 1986 г. с расстояния 8030 км («Башмак»)

аппараты прошли на сравнительно большом расстоянии от кометы ( $7 \cdot 10^6$  и  $1,5 \cdot 10^6$  км), «Веги» — приближаясь к комете на 8000 км и «Джотто» — на 600 км. В то время, как японский эксперимент имел в виду изучение внешних частей кометы со сравнительно близкого расстояния без помех от земной атмосферы, три других аппарата стремились к максимально возможному сближению, в случае «Джотто» не без риска получить повреждения от пылевых масс. Всего было осуществлено 35 разных экспериментов.

«Веги» и «Джотто» зарегистрировали твердое ядро кометы Галлея. Оно неправильной формы, вращается и потому все аппараты наблюдали разную его форму. На рис. 237 показано изображение, переданное «Вегой-2». Размеры «башмака»  $24 \times 16$  км, на оригинале видны отдельные истечения (выбросы) пыли из этого твердого тела в сторону Солнца. «Вега-1» зафиксировала более правильную форму, напоминающую сливу размером  $13 \times 15$  км, и, наконец, по данным «Джотто» ядро имеет

размеры  $15 \times 7$ —10 км. Последний результат заслуживает наибольшего доверия, так как получен с наименьшего расстояния. У «Джотто» ядро тоже выглядит похожим на «башмак», когда оно наблюдалось с неосвещенной стороны. В эксперименте «Джотто» альbedo поверхности ядра очень мало, 2—4%, в зависимости от угла зрения. Тем самым подтверждается модель ядра как кома грязного снега, покрытого камнями и пылью, остающимися от таяния снега при температуре 300—400 К и удаления его путем сублимации в газы. Ядро кометы Галлея вращается с периодом около  $53^h$ .

Газы, составляющие голову и хвост кометы, а также пыль подверг-



Рис. 238. Фотография кометы Галлея, полученная 124-сантиметровым телескопом Шмидта на Англо-Австралийской обсерватории 22 февраля 1986 г. — вскоре после прохождения кометой перигелия. Север — вверху, восток — слева. Размеры кадра  $2^\circ \times 2^\circ$

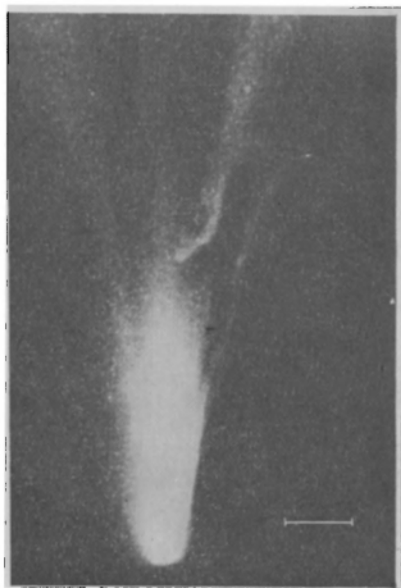


Рис. 239. 30-минутная фотография кометы Галлея, полученная 10 марта 1986 г. с метровым телескопом Шмидта на Европейской Южной Обсерватории. Север — слева, запад — сверху. Черта справа показывает размеры полуградуса. Вся длина хвоста кометы в эти дни превышала  $10^\circ$

лись обычному спектральному анализу и масс-спектропии. Оказалось, что основной субстанцией является вода,  $H_2O$ , которая выбрасывается из ядра со скоростью около 30—40 т/с (или  $10^{30}$  молекул/с). В дальнейшем вода диссоциирует на Н и ОН с возможной после этого ионизацией. Вторым по обилию является углекислый газ  $CO_2$ . Пылинки с массой  $10^{-14}$ — $10^{-16}$  г встречаются часто. Более массивные ( $10^{-12}$ — $10^{-14}$  г) на больших расстояниях от ядра менее многочисленны. Вершина парабоида головы кометы, обращенная к Солнцу, находится на расстоянии 4000—45000 км от ядра. Сюда попадают частицы, выброшенные из ядра в сторону Солнца, прежде чем их подхватывает встречный солнечный ветер. Кометная голова несет в себе магнитное поле напряженностью (70—80)  $10^{-5}$  Э, которое меняется при пролете.

Наземные наблюдения кометы Галлея также принесли много интересного. Небесная механика сумела дать точную эфемериду кометы после ее семидесятилетнего странствования в далеких пространствах Солнечной системы, и комета была обнаружена уже в октябре 1982 г., т. е. за три с лишним года до ее прохождения через перигелий. Она находилась в это время на расстоянии 11 астрономических единиц от Солнца и выглядела как звездный объект 25<sup>м</sup>. Только в конце 1984 г. комета Галлея стала доступна телескопам средних размеров, но лишь в 1985 г. ее наблюдения стали массовыми. Пройдя перигелий 9 февраля 1986 г. она затем вышла из близких окрестностей Солнца и проявила разнообразие непрерывно меняющихся форм, главным образом хвоста, длина которого визуальнo оценивалась в 10°. Комета в эту пору располагалась на южном небе и была доступна лишь немногим самым южным обсерваториям северного полушария в марте и только обсерваториям южного полушария в апреле, когда она уже удалилась от Солнца на 1,3 а. е. (против 0,6 а. е. в перигелии) и спустилась до параллели —45° на южном небе. Рис. 238 и 239 показывают комету в феврале и марте 1986 г.

## § 38. МЕТЕОРЫ

### ОБЩИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МЕТЕОРОВ. СПОСОБЫ ИХ НАБЛЮДЕНИЯ

Всем хорошо известное явление падающей звезды вызывается вторжением в земную атмосферу небольшого космического тела, именуемого метеорным телом или метеорной частицей. Если оно достигает поверхности Земли и будет там найдено, то его называют *метеоритом*. Более широкий термин *метеор* включает в себя и само явление и предмет, его вызвавший. Когда это не вызывает недоразумений, мы часто употребляем слово «метеор», имея в виду *метеорное тело*.

Предельно слабые метеоры, видимые невооруженным глазом, имеют звездную величину около 5<sup>м</sup>. Более слабые относятся уже к *телескопическим метеорам*. Их наблюдают с биноклем или зрительной трубой с малым увеличением. Метеоры, имеющие видимый блеск 0<sup>м</sup> и ярче, замечают и совершенно неподготовленные наблюдатели. При движении более крупных метеорных тел видимая яркость метеора может достигать значений —5<sup>м</sup>, —10<sup>м</sup> и больше, сравниваясь с блеском Луны, а иногда они видны и днем. Такие метеоры выглядят не звездами, а огненным шаром больших или меньших размеров со светящимся следом, который может сохраняться в течение нескольких минут и даже до полудня. Их называют *болидами*.

Один и тот же метеор может быть наблюдаем из многих пунктов с различных расстояний и на различных угловых высотах, что приводит к различным значениям видимого блеска *m* метеора. Чтобы исключить эффект расстояния и атмосферной экстинкции, опреде-

ляют абсолютную звездную величину  $M$  метеора, каким он был бы виден с расстояния 100 км, будучи расположен в зените. Очевидно,

$$M = m - 5 \lg R - K, \quad (38.1)$$

где  $R$  — истинное расстояние до метеора, выраженное в сотнях километров, а  $K$  — поправка за экстинкцию (редукция к зениту; КПА 290).

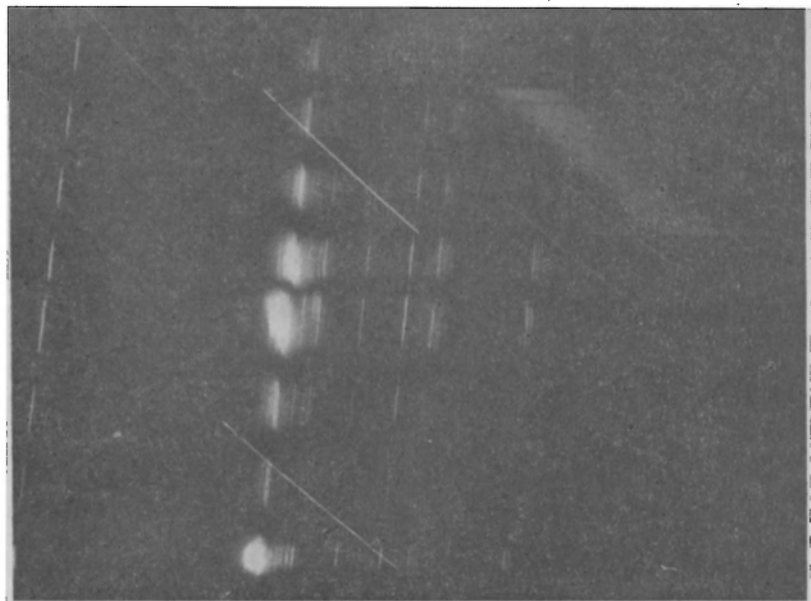


Рис. 240. Фотография спектра быстрого метеора (из потока Персеид). Получена 13 августа 1952 г. с помощью камеры, перед объективом которой стояла дифракционная решетка, так что на фотографии имеются следы звезд (косые) и метеора (прерывистые, слева) в нулевом порядке и следы спектров: справа сверху спектр I порядка  $\alpha$  Sgr, а в центре спектр I порядка метеора с прерывами (как и в прямом следе), которые были сделаны заслонкой, вращающейся перед камерой. Яркие спектральные линии лежат косо, так как направление движения метеора не было параллельно штрихам решетки (спектр совсем не получился бы, если бы движение было вдоль дисперсии, т. е. перпендикулярно к направлению штрихов решетки или преломляющему ребру призмы в случае применения призмной камеры (КПА 156—159). В спектре первого порядка слева — сильно передержанный дублет  $\text{Ca}^+$ , H и K, который повторяется правее середины во II порядке и на самом краю справа — в III порядке. Примерно через середину рисунка проходит излучение в линии натрия D (дублет слившихся линий  $D_1$  и  $D_2$ ), еще правее находится разделенный дублет  $\text{Si}^+$  и слабые признаки свечения  $\text{H}_\alpha$ . Другие линии принадлежат Fe, Ca, Mg<sup>+</sup> и т. д.

Фотографически метеоры ярче, так как они имеют большой отрицательный показатель цвета (от  $-1,1^m$  до  $-1,8^m$ ), что связано с сильным излучением метеора в фиолетовой части спектра (рис. 240).

Отношение числа метеоров с абсолютной звездной величиной  $M$  к числу их с абсолютной звездной величиной  $M-1$  по очень многочисленным наблюдениям равно 3,7 в области  $M$  от  $-6^m$  до  $+1^m$ , снижается до 2,5 для  $M=+5^m$  и сохраняется таким для более слабых, телескопических метеоров. Из наблюдений различных групп наблю-

датель следует, что Земля встречает за сутки  $10^8$  метеоров ярче  $M=0$ , а суточное число метеоров ярче  $M=+5^m$  равно приблизительно  $2 \cdot 10^8$ . Если учесть также телескопические метеоры, то общее число метеоров до  $M=+10^m$ , выпадающих на Землю за сутки, достигает примерно значения  $2 \cdot 10^{10}$ .

Наблюдатель, увидевший метеор, наносит его путь на звездную карту с указанием моментов начала и конца видимости. Для другого наблюдателя видимый путь этого же самого метеора будет смещен вследствие параллакса. Сопоставление того и другого пути позволяет определить пространственную траекторию метеора и среднюю его скорость. При этом выводится высота возгорания метеора и его угасания. Два опытных наблюдателя, разделенных расстоянием 20 км \*), могут найти эти высоты с ошибкой  $\pm 4$  км. Как правило, свой путь от начала свечения до конца его метеор проходит без существенного замедления. Зная траекторию метеора и его скорость, можно определить его гелиоцентрическую орбиту до встречи с Землей \*\*).

Точность всех подобных определений сильно возрастает, если ведутся из двух (или более пунктов) фотографические наблюдения, при которых метеор сам «наносит» свой видимый путь среди звезд на фотографической пластинке, и все прохождение им этого пути детально описывается в функции времени. С этой целью перед объективом фотографической камеры устанавливается вращающаяся крыльчатка, закрывающая и открывающая его с частотой несколько десятков раз в секунду, в результате чего след получается прерывистым (см. рис. 240) и можно установить величину замедления его движения со временем. Вообще говоря, предельная звездная величина, фотографируемая современными светосильными камерами, значительно уступает предельной визуальной звездной величине. Для получения хорошего метеорного следа часто приходится затрачивать десятки и сотни часов фотографирования. Однако применение камер типа супер-шмидт (КПА 72 и рис. 59в), очень светосильных, имеющих большое входное отверстие (КПА 39) и очень большое поле, дало возможность получить многие тысячи фотографий метеоров с несравненно меньшей затратой времени (около 1 часа на один метеорный след при средних атмосферных условиях) вплоть до звездной величины  $+3^m$  или  $+4^m$ . Конечно, медленные метеоры имеют более слабую предельную величину. Фотографирование удобно еще и тем, что позволяет точно фиксировать все вспышки метеора вдоль его пути, образование светящихся ореолов и разделение метеора на части.

---

\*) Это — так называемый *базис в корреспондирующих наблюдениях* метеоров. Он должен быть определен точно как по длине, так и по направлению. На самом деле в настоящее время высоты метеоров определяются не визуально, а из фотографий.

\*\*) См. Дубяго А. Д. Определение орбит. — М.: Гостехиздат, 1949. — Гл. XII.

## МЕТЕОРНЫЕ ПОТОКИ И СПОРАДИЧЕСКИЕ МЕТЕОРЫ

Нередко в течение одной ночи удается зафиксировать несколько (иногда много) метеоров, видимые пути которых, продолженные назад, пересекаются в одном узком участке неба. В данном случае мы имеем дело с эффектом перспективы: на самом деле все эти метеоры двигались в пространстве параллельными путями, образуя единый *метеорный поток*. Точка кажущегося схождения их путей, именуемая *радиантом* потока, указывает направление, откуда поток приближается к Земле, движущейся по своей орбите.

Так как метеорные потоки из одного и того же радианта повторяются ежегодно в одни и те же даты, т. е. Земля встречается с каждым из них в одном и том же месте своей орбиты, то, очевидно, и потоки движутся вокруг Солнца по замкнутым орбитам, размеры которых и периоды обращения устанавливаются из наблюдений (это не всегда легко сделать). Проще всего обстоит дело, когда метеоры не распределены равномерно по всей орбите, а имеют на ней сгущение — метеорный рой с периодом обращения в целое число лет. Тогда в отдельные годы (в годы встречи Земли со сгущением) количество наблюдаемых метеоров данного потока будет резко возрастать, как, например, поток *Леонид* (с радиантом в созвездии Льва — Leo), проявлявший себя как звездный дождь в 1766, 1799, 1833, 1866 и 1966 гг. Если период обращения роя не равен целому числу лет, но рой достаточно растянут по орбите, то повторение звездных дождей тоже возможно.

Метеорных потоков известно около трех десятков. Кроме этого, есть еще большое число потоков, слабо выраженных, и потому некоторые из них недостоверны. Большая доля (не менее двух третей) наблюдаемых метеоров не относится к какому-либо потоку — их рассматривают как случайные, спорадические метеоры. У них тоже в подавляющем большинстве случаев орбиты оказываются эллиптическими. По гиперболическим орбитам должны двигаться метеорные тела межзвездного происхождения. Гиперболические орбиты у метеоров встречаются исключительно редко. В том же смысле решается более простой вопрос о наличии гиперболических с к о р о с т е й у метеоров до встречи с Землей.

Наблюдаемая при вторжении в земную атмосферу скорость метеорного тела  $v_0$  связана с его скоростью относительно Земли  $v_\infty$  (до их сближения в пространстве) следующим равенством:

$$v_0^2 = v_\infty^2 + \frac{2Gm_\oplus}{R}, \quad (38.2)$$

где второй член представляет собой потенциальную энергию метеора в поле тяготения Земли (масса  $M_\oplus$ , расстояние  $R$  равно радиусу Земли). Численно он равен  $(11,2 \text{ км/с})^2 \approx 125$  — квадрату второй космической скорости или скорости ускользания (см. § 33). Именно такую скорость приобретает тело, падающее на Землю из бесконечности с нулевой начальной скоростью. Это будет минимальная ско-

рость падения метеора на Землю, если относительная скорость до встречи  $v_0=0$ , т. е. Земля и метеорное тело движутся в пространстве параллельно и одинаково быстро. Тела, принадлежащие Солнечной системе, вблизи земной орбиты не могут иметь скорости, большей 42 км/с (параболическая или третья космическая скорость). Так как Земля по орбите движется со скоростью 30 км/с, то наибольшее значение  $v_\infty$  может быть при лобовой встрече метеорного тела с Землей и тогда она равна 72 км/с, а  $v_0=73$  км/с. Если наблюдается большая скорость, то это указывает на гиперболическое движение метеорного тела относительно Солнца и, следовательно, на прилет его из межзвездного пространства. В этом нет ничего невозможного, поскольку мы знаем о существовании межзвездной пыли, но среди тел, дающих явление яркого метеора, гиперболические скорости почти не встречаются.

### ЯВЛЕНИЯ ПРИ ВТОРЖЕНИИ МЕТЕОРНОГО ТЕЛА В ЗЕМНУЮ АТМОСФЕРУ

Когда метеорная частица вторгается в земную атмосферу со скоростью 11—73 км/с, происходит энергичное взаимодействие между частицей и атмосферой. Это взаимодействие проходит для нас незамеченным, если частица очень мала, так что ее размеры много меньше длины свободного пробега молекул. В верхней атмосфере Земли частица размером 100 мкм и меньше имеет редкие столкновения с молекулами воздуха, которые приводят к замедлению ее движения и потере космической скорости еще на значительной высоте над поверхностью Земли, так как ее кинетическая энергия невелика.

Другое дело — вторжение более крупного метеорного тела, размером от 0,1 мм до 10 см. Такое тело способно увлечь воздушные массы, находящиеся на его пути, передавая им часть своего импульса и теряя кинетическую энергию, как и в предыдущем случае. Но теперь это происходит в несравненно более крупных масштабах. Так как скорость движения метеорного тела в атмосфере значительно превышает скорость звука, образуется ударная волна, за фронтом которой сильно повышается температура — до многих десятков тысяч кельвинов, так что воздух за летящим метеорным телом сильно ионизируется. С другой стороны, теряемая кинетическая энергия вызывает также и разогревание самого метеорного тела и испарение молекул и атомов с поверхности его. Происходит унос массы метеорного тела, так называемая *абляция*. При «сдирании» молекул происходит сильное разогревание метеорного тела с поверхности, и мы наблюдаем явление метеора. Вокруг него непрерывно образуется разогретое газовое облачко, частично ионизованное. Разумеется, газы отделяются от метеорного тела и располагаются вдоль его траектории в виде следа, наблюдаемого визуальным, фотографическим или радиолокационным методом, если у него достаточная яркость. Фотографии спектров метеоров показывают непрерывный спектр, состоящий из смеси свечения самого мете-

орного тела (нагревающегося до 3000 К) и полос излучения молекулы азота  $N_2$  чисто атмосферного происхождения. Испарившиеся атомы газов дают яркий линейчатый спектр, где видны линии атомов H, N, O, Na (I), Mg, Al, Si, Ca, Cr, Co, Mn, Fe (I), Ni и ионов  $Mg^+$ ,  $Si^+$ ,  $Ca^+$  (I),  $Fe^+$ ,  $N^+$  и  $O^+$ . Линии ионов наблюдаются только в спектрах быстрых метеоров ( $v \geq 35$  км/с) и легче других появляются линии H и KCaII (см. рис. 240).

Таблица 27

Примерные высоты возгорания  $H_1$  и угасания  $H_2$  метеоров, видимых невооруженным глазом, в зависимости от скорости вхождения в атмосферу

$v$ , км/с	$H_1$ , км	$H_2$ , км	$v$ , км/с	$H_1$ , км	$H_2$ , км	$v$ , км/с	$H_1$ , км	$H_2$ , км
10,2	85,7	76,4	20,5	95,7	83,2	36,1	107,1	89,7
14,5	92,1	78,8	24,0	100,6	84,8	45,0	112,2	94,7
17,5	98,5	80,4	29,7	106,9	89,4	71,9	119,7	96,2

На каком-то участке пути яркость метеора достигает максимума — плавного или сопровождаемого вспышкой, а затем происходит дробление метеорного тела на высотах 40—50 км и резкое замедление его движения в интервале высот от 25 до 15 км. Здесь и крупные метеориты дробятся, после чего выпадают на поверхность Земли в виде метеорного дождя. До дробления лишь самые яркие и медленные метеоры успевают замедлиться до 50 % своей первоначальной скорости. Очень яркие и быстрые болиды, имеющие значительную массу, могут проникнуть до умеренных высот (иногда всего лишь несколько километров над уровнем моря), после чего их движение есть простое падение в атмосфере без заметной начальной скорости.

Но самые крупные метеорные тела весом в сотни тонн достигают поверхности Земли с космической скоростью — их падение носит катастрофический характер (см. далее с. 605). Есть и противоположная возможность: 10 августа 1972 г. в США наблюдался в дневное время метеор, который, как показала последующая обработка наблюдений, пролетел через земную атмосферу, но не упал, а достигнув минимальной высоты 58 км, ушел в космическое пространство, оставив в атмосфере лишь малую часть кинетической энергии. Его масса оценивается в 1000 тонн.

Таблица 27 дает сводку высот, на которых появляются и исчезают яркие метеоры. Из нее видно, что метеоры загораются тем выше, чем быстрее они движутся, но и гаснут они на большей высоте, чем медленные, так как быстро подвергаются дроблению.

Очень важно явление ионизации, сопровождающее движение метеорного тела в атмосфере, так как благодаря ей становятся возможными радиолокационные наблюдения метеоров, выполнимые в любое время суток независимо от облачности. За пролетающим метеором



образуется ионизованный «хвост», медленно диффундирующий в разреженной атмосфере. Обычно он невидим, но у ярких метеоров и особенно у болидов, как сказано выше, хвост наблюдается визуально или фотографически довольно длительное время; в нижней атмосфере — это следствие распыления твердой поверхности метеорного тела.

## РАДИОЛОКАЦИОННЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ МЕТЕОРОВ

Когда испускаемая радиолокатором электромагнитная волна встречается с ионизованным следом метеора, происходит з е р к а л ь н о е отражение ее, так что если передатчик и приемник находятся рядом, то

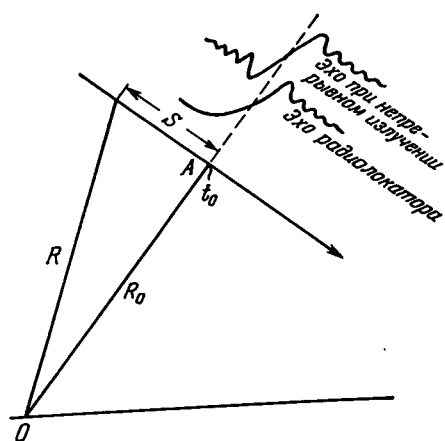


Рис. 241. К радиолокационному методу наблюдений метеоров

в приемник попадают лишь импульсы, отраженные перпендикулярно к следу, т. е. от точки следа  $A$ , ближайшей к наблюдателю  $O$  (рис. 241). Эффективное для наблюдателя отражение происходит лишь в пределах первой зоны Френеля, имеющей полуширину  $\sqrt{\lambda R/2}$ , где  $R$  — расстояние до точки  $A$ , а  $\lambda$ , как всегда, длина волны. Таким образом, из всего ионизованного следа метеора в 20 км отражает лишь отрезок длиной около 1 км. Именно в это время — в момент  $t_0$  пролета метеора через точку  $A$  — отраженные импульсы радиолокатора резко возрастают по интенсивности, после чего происходят затухающие колебания амплитуды такие же, какие в оптике лежат в основе явления дифракционных полос при прохождении света вблизи экрана с прямолинейным краем \*). Время между посылкой импульса и его возвращением определяет наименьшее расстояние до следа метеора, и это можно сделать с погрешностью  $\sim 1$  км. Если передатчик излучает непрерывно, дифракционная картина наблюдается и до прохождения метеором точки  $A$  — в результате взаимодействия смещенной по эффекту Доплера частоты отраженного импульса с частотой поверхностной волны, идущей от передатчика.

Если метеор яркий, наблюдается эхо от головы метеора, и тогда можно успешно определить расстояние до метеорного тела и его скорость до и после прохождения им точки  $A$  кратчайшего расстояния. Действительно, расстояние  $R$  в любой точке траектории (рис. 241) в

\*) См., например Ландсберг Г.С. Оптика.—М.: Гостехиздат, 1954.—§ 38—40.

момент  $t$  связано следующей очевидной зависимостью с минимальной дальностью  $R_0$  и скоростью  $v$  движения метеора:

$$R^2 = R_0^2 + s^2 = R_0^2 + v^2 (t - t_0)^2, \quad (38.3)$$

что является уравнением гиперболы в координатах  $(R, t)$ . В соответствии с этим на фотографиях экрана осциллоскопа, показывающих дальность отражателя в зависимости от времени, появление метеора изображается дугой гиперболы, форма которой позволяет определить скорость  $v$  (рис. 242).

В зависимости от электронной концентрации следа он либо проникаем для падающей волны, либо непроницаем. В первом случае след называется неустойчивым, во втором — устойчивым. Переход от первого ко второму происходит

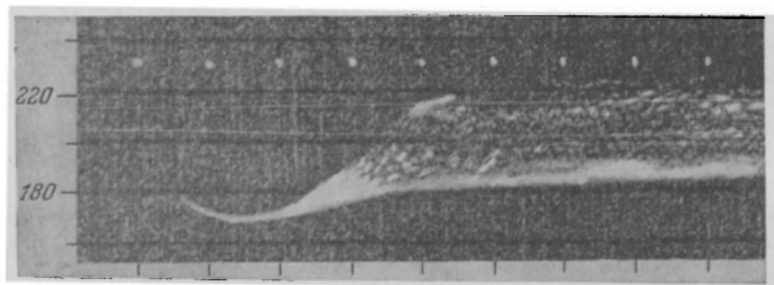


Рис. 242. Эхо от метеора, приближавшегося, потом удалявшегося со скоростью 60 км/с. Слева дана шкала дальности в километрах, черточками внизу отмечены секунды времени. Метеор не наблюдался визуально, так как появился в дневное время. След отражал импульсы в течение 365 с

при линейной концентрации  $q = 2,4 \cdot 10^{12}$  электронов на 1 см длины следа. В первом случае входящая волна рассеивается электронами индивидуально в обратном направлении, коэффициент рассеяния равен  $9,8 \cdot 10^{-29}$  м<sup>2</sup> на электрон. Устойчивый след отражает как металлический цилиндр. И в первом, и во втором случаях электроны диффундируют в окружающую среду, причем эта диффузия происходит замедленно, так как разбегание электронов сдерживается ионами (так называемая *амбиоплярная диффузия*). Линейная концентрация электронов при этом не уменьшается. Одновременно происходит электронная рекомбинация, которая вместе с диффузией и прилипанием электронов к нейтральным молекулам и атомам приводит в конце концов к рассеянию ионизованного следа. Заметим, что ветры в верхней атмосфере, скорость и направление которых на разных высотах различны, неправильным образом изгибают ионизованный след метеора, так что к концу явления отражение может произойти не от ближайшей точки следа, а от той, нормаль которой проходит через наблюдателя.

Наиболее удобные для радиолокации метеоров длины волн лежат в пределах от 3 до 11 м (при больших  $\lambda$  возрастают помехи со стороны атмосферы, при меньших быстро падает отражение). Весьма полную информацию о метеоре дает одновременная локация его из нескольких, например трех, мест, находящихся на расстоянии до 5 км друг от друга. С большой точностью определяются высота, скорость и направление движения метеора \*).

\*) Зеркальное отражение от следов метеоров позволяет устанавливать коротковолновую связь на расстояния свыше 1000 км.

ляют определить, например, положение радианта из наблюдений одной станции. Таким образом, первые же радионаблюдения метеоров в 40-х годах привели к открытию нескольких метеорных потоков с радиантами, которые во время встречи Земли с потоками поднимаются над горизонтом лишь в дневные часы. Таков, например, поток Ариэтид с радиантом в созвездии Овна (Aries), весьма активный в начале июня, или наблюдаемый в то же время поток с радиантом у  $\xi$  Персея.

Радиолокатор позволяет обнаружить метеоры более слабые, чем это может сделать невооруженный глаз и тем более — фотографическая камера. Быстрый метеор с абсолютной звездной величиной  $M=0$  дает линейную электронную концентрацию следа  $q=2 \cdot 10^{16}$  м<sup>-1</sup>, а для  $M=+5^m$ ,  $q=2 \cdot 10^{14}$  м<sup>-1</sup>, тогда как радиолокационные наблюдения позволяют обнаружить метеорные следы несравненно более слабые, вплоть до визуальной величины  $15^m$ , при которой  $q=10^{10}$  м<sup>-1</sup>. Можно сказать, что для быстрых метеоров, вроде Персеид, при  $v=60$  км/с, связь между абсолютной визуальной величиной  $M$  и электронной концентрацией следа  $q$  выражается формулой

$$M = 40,75 - 2,5 \lg q. \quad (38.4)$$

Для меньших скоростей необходима небольшая отрицательная поправка, доходящая до  $-2^m$  при  $v=20$  км/с.

### МАССЫ МЕТЕОРНЫХ ТЕЛ

Весьма важно найти способы определять массу метеорных тел по их блеску в явлении метеора, так как число метеоров, выпадающих на Землю, весьма значительно. К сожалению, ни теория, ни тем более наблюдения не дают точного значения коэффициента, переводящего светимость метеора в массу. Оценки разных авторов дают для метеора визуальной величины  $M=0$  значение массы порождающей его метеорной частицы от 0,05 до 25 г (!). Скорее всего, минимальная масса частицы у такого метеора близка к 1 г, если его скорость порядка 40 км/с. При  $M=+5^m$  масса равна  $10^{-2}$  г, а для телескопического метеора с  $M=-10^m$  масса не меньше  $10^{-4}$  г. Соответствующие им размеры (поперечник) будут 0,86; 0,18 и 0,04 см, если считать плотность метеорной частицы  $\rho_m=3$  г/см<sup>3</sup>. На самом деле плотность может быть значительно меньше. Масса метеорного тела, дающего метеор с  $M=-5^m$ , будет  $10^3$  г, а болид с  $M=-10^m$  имеет массу  $10^4$  г. У более ярких болидов массы могут быть очень разнообразные. Таким образом, метеорное тело с массой всего лишь 10 кг, проникая в земную атмосферу, может вызвать световые явления, сравнимые со светом молодой Луны.

Сочетание приведенных только что значений масс метеорных тел для метеоров разного блеска и числа метеоров разного блеска, наблюдаемых на Земле (см. выше, с. 591), позволяет найти общую массу метеорного вещества, выпадающего на Землю. Она оказывается равной всего лишь 16 тоннам в сутки. Несравненно больше дают микрометеориты, о которых будет сказано в § 39.

## МЕТЕОРИТЫ И ИХ КЛАССИФИКАЦИЯ

Большинство метеорных тел либо испаряются, либо дробятся в земной атмосфере и достигают земной поверхности в форме очень мелких обломков, не привлекающих к себе внимания. Крупное метеорное тело массой в десяток килограммов и больше может быть замечено на поверхности Земли, особенно если оно состоит из железа и выделяется своей высокой плотностью. Так было найдено много метеоритов, преимущественно тяжелых, массой в сотни и тысячи килограммов. Но, как сказано выше, метеорное тело массой в десяток килограммов пролетает земную атмосферу в виде болида, т. е. очень яркого метеора, со всякого рода световыми и звуковыми явлениями, иногда распадающегося на много самостоятельных кусков, так что создается впечатление о взрыве, дающем множество осколков. Организуемые в районе падения болида поиски приводят к отысканию метеоритов более мелких, чем при случайных находках; кроме того, это в большинстве случаев каменные метеориты, мало отличающиеся по внешнему виду от обычных камней, встречающихся на поверхности Земли. Их распознают потому, что наружная поверхность метеорита, которая подвергалась воздействию атмосферы, бывает обычно покрыта коркой плавления. Но если не искать по горячим следам, метеорит трудно будет найти даже короткое время спустя вследствие процессов выветривания. В настоящее время известно около 3000 метеоритов, из которых половина была обнаружена случайно, а половина — в результате поисков после наблюдавшегося падения.

Находка метеорита представляет большой научный интерес, так как дает в руки исследователя космическое тело, которое можно подвергнуть полному физическому и химическому анализу.

По химическому составу метеориты делятся на три основных класса:

- а) железные, или сидериты (плотность около  $7,7 \text{ г/см}^3$ );
- б) железо-каменные, или сидеролиты (плотность  $5,6\text{—}4,7$ );
- в) каменные, или аэролиты (плотность около  $3,5$ ).

К четвертому классу относят тектиты — случайно находимые на Земле стеклоподобные образования, по форме напоминающие пуговицы или застывшие капли. Их никогда не обнаруживали после падения метеоритов, и их космическое происхождение не доказано.

Среди метеоритов, отысканных после падения, свыше 90 % принадлежат к каменным и лишь 5—6 % — к железным.

Быть может, и эта оценка завышена: японские ученые, собравшие во льдах Антарктики тысячу метеоритов, нашли среди них лишь один железный. К 1981 г. число обнаруженных ими железных метеоритов достигло девяти. Реже всего встречаются железокатенные (около 2 %). Для железных метеоритов характерна высокая примесь никеля (от 6 до 30 %), образующего с железом сплав со сложной кристаллической структурой. Изредка в них встречаются небольшие каменные включения. Такие включения часты у железокатенных метеоритов; их срав-

нивают с рисовой бабкой, содержащей излом. В структурном отношении железные метеориты отличаются особенностью, которая не встречается у земных горных пород и минералов: если поверхность такого метеорита отшлифовать и протравить слабой кислотой, на ней появляются многочисленные пересекающиеся параллельные группы пластинок-столбиков, получившие название *видманштеттеновых фигур*. При малой примеси никеля видманштеттеновы фигуры не проявляются, но проявляются перекрещивающиеся в различных направлениях длинные, слегка изогнутые линии, называемые *неймановыми линиями*. Видманштеттеновы фигуры есть выражение кристаллизации различных модификаций железо-никелевых сплавов. Условия их возникновения не вполне ясны (в земных условиях они не воспроизводятся). Полагают, что они образуются при очень медленном охлаждении от температур ниже  $+900^{\circ}\text{C}$  в условиях очень высоких давлений. Конечно, на шлифованных поверхностях метеоритов хорошо выделяются каменные включения. В железо-каменных метеоритах они бывают иногда столь многочисленны, что трудно сказать, включение это или основа.

Наиболее сложны по строению каменные метеориты. Почти 90 % их составляют *хондриты*, получившие наименование из-за массы мелких включений — зерен или шариков, называемых хондрами. Хондры состоят из железо-магниевого силиката, достигают иногда 1 см в поперечнике, имеют радиальное строение с нецентральной пересечением лучей. Состоят они из того же вещества, что и основное тело метеорита, но в земных породах, как форма, никогда не встречаются. Для их образования необходимо быстрое затвердевание основного вещества после расплава.

Главная составляющая хондритов оливины: магнезиальный оливин ( $\text{Mg}_2\text{SiO}_4$ ) и железный оливин ( $\text{Fe}_2\text{SiO}_4$ ), пироксены ( $\text{MgSiO}_3$  и  $\text{FeSiO}_3$ ) и железо-никелевые сплавы. Особую группу составляют углистые хондриты, отличающиеся присутствием углерода в составе углеводородов и более сложных органических соединений (конечно, в очень небольших количествах) и в виде угля или графита. Они содержат также много (до 15 %) магнетита  $\text{FeO} \cdot \text{Fe}_2\text{O}_3$ , много сернистого железа  $\text{FeS}$  и много кристаллизационной воды (до 20 %). Указания на присутствие в углистых хондритах органических форм биологического происхождения не подтвердились. В углистых хондритах обнаружены органические вещества, такие как гетероциклические соединения, а также аминокислоты, в том числе небелковые, которые не встречаются в живых организмах Земли. Обнаружен был, кроме того, формальдегид, который может служить исходным материалом для образования углеводов, если такой метеорит попадает на планету, лишенную органики.

Многочисленные осколки крупного углистого хондрита — Мурчиновского метеорита — содержат сложные и разнообразные аминокислоты, чье абиогенное происхождение не доказано. Это может быть земное загрязнение.

Меньшую часть каменных метеоритов составляют ахондриты. Они имеют тот же химический состав, что и обычные хондриты, но лишены хондр и очень бедны никелем.

Сравнение хондритов с земными горными породами показывает, что те и другие содержат примерно одинаковое количество кислорода (конечно, связанного) и кремния при резком избытке в метеоритах магния, железа и никеля, а в земной коре — алюминия, натрия, калия и кальция. Можно предположить, что каменные метеориты близки по составу к недрам Земли. Там, в частности, под влиянием высокой температуры и давления железо могло дифференцироваться. Оно скопилось в центре Земли и образовало ее ядро.

Относительное содержание различных элементов в хондритах, особенно в углистых, лежит в основе современных представлений о распространенности различных химических элементов в космосе. Конечно, оно должно быть пополнено в отношении легких газов (H, He, N, C и т. д.), которые не могли удержаться в метеоритах, но широко распространены в звездном и межзвездном веществе (ср. таблицу 15). Есть предположение, что самую неизменную составную часть хондритов составляют так называемые филлосиликаты, т. е. те же железосодержащие оливины в форме субмикроскопических блишек или хлопьев (при длине 0,1 мкм их толщина  $\sim 0,01$  мкм), суммарно составляющих 65 % массы метеорита, тогда как магнетиты,  $\text{FeO} \cdot \text{Fe}_2\text{O}_3$ , — более поздние образования — составляют лишь 15 % массы. Отсюда выводится содержание железа относительно кремния  $0,53 \pm 0,06$ , как характерное для первоначального вещества Солнечной системы.

Помимо особенностей химического состава многие структурные особенности метеоритов, сверх уже упоминавшихся, указывают на то, что в прошлом они входили в состав более или менее крупных космических тел, где подвергались действию высокого давления и умеренно высокой температуры. Такими телами скорее всего могут быть астероиды, тем более, что у многих метеоритов орбита до встречи с Землей имела все черты сходства с орбитами короткопериодических астероидов. Последние, как известно, имеют афелии в области пояса астероидов, а перигелии — в окрестностях или внутри земной орбиты. Следует отметить также, что отражательная способность метеоритов (в изломе, т. е. в местах, не покрытых корой плавления) находим в себе полную аналогию у астероидов и у спутников планет. Хорошим примером этому может служить хондритовый метеорит Фарминтон, чей возраст облучения космическими лучами (см. дальше), т. е. возраст отдельного существования, не превышает 25 000 лет. Его орбита, по которой он влетел в земную атмосферу в 1890 г., очень сходна с орбитами астероидов группы Аполлона (см. § 34), пересекающих орбиту Земли. Осколок одного из таких астероидов мог породить более или менее крупный метеорит в сравнительно недавнем прошлом. Стоит отметить еще, что отражательная способность метеорита Фарминтон сходна с той, что обнаружена у астероидов этой группы. С другой стороны, как подтверждение родства метеоритных потоков с астероидами,

стоит отметить, что поток Геминид имеет орбиту, которая в части геометрических элементов почти точно совпадает с астероидом 1983ТВ из группы Аполлона.

Предполагают, что возможен другой путь образования хондритов среди каменных метеоритов. Они образовались из вещества первоначальной газопылевой прародительницы Солнечной системы путем аккреции при температуре около 1100 К. При этом образовывалась каменная основа метеорита, а потом в нее внедрялись летучие вещества при  $T < 700$  К. После этого на протяжении существования в течение 4,5—4,7 млрд лет сохранялся их первоначальный состав и морфология вплоть до наших дней. А железные метеориты претерпевали еще кристаллизацию Fe—Ni-сплавов без явного участия высоких температур.

Метеорные тела, не достигающие поверхности Земли, связаны, по-видимому, с кометным веществом. Это относится прежде всего к метеорам из метеорных потоков (см. с. 593). Быть может, они полностью сгорают в атмосфере из-за рыхлой структуры (плотность  $\sim 1$  г/см<sup>3</sup>).

## ВОЗРАСТ МЕТЕОРИТОВ

Возможность подвергнуть метеорит самому детальному анализу — химическому микроанализу, изотопическому и т. п., — открывает пути к определению его возраста и даже давности разных этапов его существования: времени отвердевания вещества метеорита, времени дробления материнского тела или времени падения метеорита, найденного случайно.

Вещество метеорита содержит первоначально нормальное для Вселенной количество тяжелых элементов, в большей или меньшей степени радиоактивных. Последние распадаются по экспоненциальному закону. Если первоначальное количество атомов данного рода  $i$  на грамм метеоритного вещества было  $N_i^0$ , то по истечении времени  $\theta$  их остается

$$N_i^{\theta} = N_i^0 e^{-\lambda \theta}, \quad (38.5)$$

где  $\lambda$  — постоянная распада, такая, что число атомов уменьшается вдвое по истечении времени  $t_{1/2}$ , удовлетворяющего условию

$$\lambda t_{1/2} = \ln 2. \quad (38.6)$$

Время  $t_{1/2}$ , которое удобно употреблять вместо  $\lambda$ , называется *периодом полураспада* данного атомного ядра. В качестве примера радиоактивных процессов приведем следующие, связанные с распадом урана и

тория (в знаменателе показан период полураспада):

$$\left. \begin{aligned} {}^{238}\text{U} \frac{\alpha\beta^-}{4,51 \cdot 10^9 \text{ лет}} {}^{206}\text{Pb} + 8 {}^4\text{He}, \\ {}^{235}\text{U} \frac{\alpha\beta^-}{0,71 \cdot 10^9 \text{ лет}} {}^{207}\text{Pb} + 7 {}^4\text{He}, \\ {}^{232}\text{Th} \frac{\alpha\beta^-}{13,9 \cdot 10^9 \text{ лет}} {}^{208}\text{Pb} + 6 {}^4\text{He}. \end{aligned} \right\} \quad (38.7)$$

Во всех трех случаях происходит многоэтапный процесс выброса  $\alpha$ -частиц и электронов ( $\beta^-$ ) из ядер с образованием в конечном счете стойких продуктов — радиогенных изотопов свинца  ${}^{206}\text{Pb}$ ,  ${}^{207}\text{Pb}$ ,  ${}^{208}\text{Pb}$  и газообразного гелия. Важен еще распад радиоактивного калия  ${}^{40}\text{K}$  (полупериод  $t_{1/2} = 1,3 \cdot 10^9$  лет). 88 % его ядер путем выброса  $\beta$ -частиц преобразуются в ядро  $\text{Ca}^{40}$ , а 12 % после захвата электрона переходит в ядра аргона  $\text{Ar}^*$ ):

$${}^{40}\text{K} \xrightarrow[1,25 \cdot 10^9 \text{ лет}]{\text{эл. захват}} {}^{40}\text{Ar}. \quad (38.8)$$

Пока метеорит входит в состав родительского крупного тела при высокой температуре и, может быть, в пластическом состоянии, распадающиеся ядра  $i$  и продукты распада  $s$  свободно перемещаются и теряют взаимную связь. Но когда метеорное тело выделилось в самостоятельное твердое тело, такая миграция возможна лишь для газов и то, пока метеорит горяч. После того как он охладится, все продукты распада, в том числе и газообразные, остаются на месте. Измерение относительного содержания ядер  $i$  и  $s$ , поскольку постоянная времени известна, позволяет определить время, в течение которого происходит распад, — либо от момента образования метеорита, либо от момента, когда он остыл. Так как одно ядро  $s$  образовалось в конечном результате распада одного ядра  $i$ , то число атомов  $s$  будет по истечении времени  $\theta$

$$N_s^\theta = N_i^\theta - N_i^\theta = N_i^\theta (1 - e^{-\lambda\theta}). \quad (38.9)$$

В случае, когда образуется несколько конечных ядер  $s$  из одного исходного  $i$ , как, например, в процессах (38.7), вносится соответствующий множитель. В лаборатории методами микрохимического или изотопического анализа находят отношение чисел ядер  $N_s^\theta$  и  $N_i^\theta$ . Согласно формулам (38.8) и (38.12) оно должно равняться

$$\frac{N_s^\theta}{N_i^\theta} = \frac{1 - e^{-\lambda\theta}}{e^{-\lambda\theta}}, \quad (38.10)$$

откуда  $\theta$  определяется без труда. Фактически встречаются многочисленные трудности, связанные в основном с двумя обстоятельствами: с незнанием первоначального содержания элемента  $s$  в исследуемом

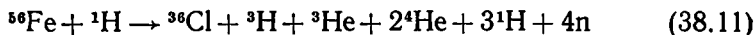
\*) Методы определения возраста горных пород на основе радиоактивного распада просто и доступно изложены в книжке: Харлей П. М. Возраст Земли. — М.: Физматгиз, 1962. — Гл. IV.



образце и с расщепляющим действием космических лучей. В настоящее время разработано много способов обойти первую трудность. Так, изучают космическое «первоначальное» отношение числа ядер изотопов свинца  $^{204}\text{Pb} : ^{206}\text{Pb} : ^{207}\text{Pb} : ^{208}\text{Pb}$ . Изотоп  $^{204}\text{Pb}$  нерадиоактивного происхождения и число его ядер с течением времени не меняется. Поэтому всякое избыточное количество  $\text{Pb}^{206}$  и т. д. по отношению к  $\text{Pb}^{204}$  можно считать радиоактивным.

Вторая трудность возникает следующим образом. Проникающая способность космических лучей, наиболее часто встречающихся в межпланетном пространстве, такова, что средний свободный путь космической частицы в теле метеорита составляет  $150 \text{ г/см}^2$ . Это значит, что метеорит при поперечнике около 1 м уже пронизывается космическими лучами со всех сторон.

Рассмотрим для примера воздействие протонов высокой энергии на ядро атома железа. Оно протекает согласно формуле



( $n$  — нейтрон). Из всей серии образовавшихся ядер  ${}^4\text{He}$  и  ${}^1\text{H}$  устойчивы и они уже могут нанести ущерб определению времени свободного существования метеорита, основанному на процессах (38.7). Наоборот, расхождение между значениями возраста метеорита, определенного по свинцу и по гелию, дает указание на время, в течение которого метеорит подвергался экспозиции космическими лучами.

В отличие от естественного радиоактивного распада, искусственная радиоактивность, вызванная космическими лучами, наращивает продукты распада с пропорционально времени. Однако образующиеся неустойчивые изотопы опять распадаются по экспоненциальному закону или тоже пропорционально времени, так как возможен индуцированный распад. Их число должно в конце концов соответствовать равновесному значению, при котором количество образующихся и распадающихся ядер данного рода одинаково. Но скорость образования пропорциональна интенсивности облучения, так что изменения потока космических частиц, вполне вероятные в течение миллиардов лет, могут внести ошибки в определение времени свободного существования метеорита. С помощью некоторых обходных методов их можно учесть, и тогда мы получаем сведения о том, насколько непостоянен поток космических лучей в Солнечной системе.

Метеорит после падения на Землю защищен атмосферой от воздействия космических тел и тогда в нем протекают процессы естественной радиоактивности и той искусственной радиоактивности, которая возникла в связи с предшествующим облучением космическими лучами. При этом открываются возможности определить давность падения тех метеоритов, которые были найдены случайно. Для этого особенно удобно определять относительное содержание быстротечных изотопов как  $^{39}\text{Ar}$  ( $t_{1/2} = 325$  лет),  $^{14}\text{C}$  (5760 лет),  $^{36}\text{Cl}$  (308 000 лет) и  $^{26}\text{Al}$  (740 000 лет).

Не вдаваясь в технические детали, приведем результаты определения различных «возрастов» метеоритов.

Время облучения метеоритов космическими лучами получается сравнительно небольшим — порядка десятков и сотен миллионов лет. По содержанию улетучивающихся газов давность этапа, когда метеорит охладился, оказывается гораздо больше — порядка миллиардов лет (от 0,3 до  $4,5 \cdot 10^9$  лет), с некоторым сгущением возрастов около 1 и 4,2 млрд лет. Вообще говоря, железные метеориты оказываются старше каменных, но это могло произойти и оттого, что каменные легче подвергаются эрозии в космосе. В среднем можно утверждать, что большинство метеоритов не подвергалось нагреву в течение последних 4,5—5 млрд лет, и то, что у них возрасты больше  $4,5 \cdot 10^9$  лет практически встречаются очень редко, указывает на возраст Солнечной системы не свыше 5 млрд лет. Вспомним, что и на Луне самые старые образцы — не старше 4,6 млрд лет. Интенсивность космических лучей за последний миллиард лет, по-видимому, была постоянна в пределах 50 %. Она не зависит от расстояния от Солнца и потому космические лучи следует считать межзвездными по происхождению.

Давность выпадения найденных (без наблюдения падения) железных метеоритов обычно превышает несколько сотен или тысяч лет. Имеются и такие, которые пролежали в земле без особых изменений до полумиллиона лет. У хондритов возрасты составляют несколько тысяч лет, но определяются они очень большими погрешностями. Два хондрита имеют давность падения свыше 10 тысяч лет. При благоприятных условиях даже каменные метеориты могут долго сохранять признаки метеоритной структуры.

## МЕТЕОРИТНЫЕ КРАТЕРЫ И ВОРОНКИ

Выпадение крупных метеорных тел, помимо эффектных явлений в атмосфере, вызывает также мощные процессы при контакте метеорного тела с земной поверхностью. Метеорит массой в сотни тонн и более обладает иногда настолько большой кинетической энергией, что от нее и после пролета сквозь земную атмосферу остается значительная часть и вся масса метеорита ударяется о поверхность Земли с космической скоростью (конечно, сильно уменьшенной против заатмосферного значения). Если скорость удара превышает 4—3 км/с, то возникают явления взрыва, при котором часть вещества метеорита и земные породы разрушаются и разбрасываются. На месте падения образуется воронка, которая при больших размерах получает название метеоритного кратера.

Известно не меньше 35 метеоритов, масса которых превышает одну тонну. Самый большой из них — железный метеорит Гоба, найденный в 1920 г. в Юго-Западной Африке, при массе 60 т не образовал воронки, тем более не образовывали их и метеоритные дожди, когда метеорит массой в несколько сотен килограммов еще до падения

на поверхность Земли рассыпался на тысячи или сотни отдельных кусков. Все они после этого, очевидно, двигались со скоростью свободного падения и взрывов не происходило. Так было, например, при выпадении дождя железных метеоритов в Сихотэ-Алинских горах (Дальний Восток); 12 февраля 1947 г. основное метеорное тело — небольшой астероид с массой 70 т — еще в воздухе, на высоте меньше 6 км, распалось на сотни кусков самых разнообразных размеров, от миллиметров до метров, которые выпали на площади эллиптической формы 6 км<sup>2</sup>, образовав ямы и воронки без взрывов. Самые крупные обломки с массой до 1750 кг образовали воронки поперечником в 20—

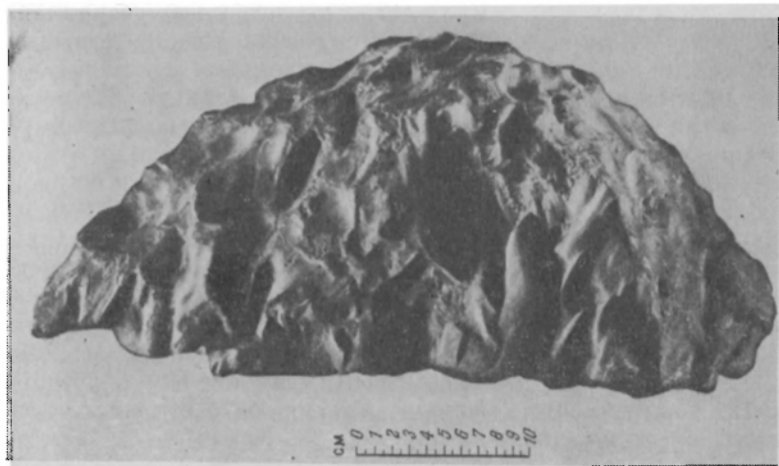


Рис. 243. Один из разбившихся кусков Сихотэ-Алинского метеорита (железного). Хорошо заметна его ориентированная форма, оплавленная поверхность, покрытия регмаглиптами, похожими на отпечатки пальцев на глине

27 м и глубиной до 5 м. При этом происходило раздробление скальных подпочвенных пород, в обломках которых и находили части метеорита (рис. 243).

Для образования метеоритного кратера необходимо падение значительно более массивного тела. Долгое время на Земле был известен только один такой кратер — Каньон Дьябло в штате Аризона (США), в пустыне. Этот кратер (см. рис. 222) имеет правильную круговую форму, диаметр его 1207 м, глубина 174 м и высота вала над окружающей местностью от 40 до 50 м. Динамические расчеты подсказывают, что образовавший его метеорит должен был иметь массу от 60 до 200 тыс. т и диаметр 25—40 м.

По-видимому, скорость этого метеорита при его соприкосновении с почвой была от 15 до 10 км/с, а энергия эквивалентна энергии взрыва 1,7—1,8 мегатонн тринитротолуола (1 тонна тринитротолуола дает 10<sup>9</sup> калорий или 4,16 · 10<sup>16</sup> эрг). Внедряясь в почву, а затем и в скальные породы, метеорит продолжал двигаться со скоростью не меньше 5 км/с

и вызвал мощную взрывную волну — само твердое тело метеорита становится подобным сильно сжатому газу. Ударная волна создает огромные давления и нагрев, который приводит к испарению и самого метеорита и скальных пород, принявших удар. Вместе с тем массы вещества, в том числе и неиспарившиеся обломки метеорита, выбрасываются из области взрыва, образуя глубокую чашевидную впадину, окруженную валом. Ее радиус пропорционален корню кубическому из кинетической энергии падающего тела в момент соприкосновения с поверхностью:

$$R \sim \sqrt[3]{\mathcal{M}v^2}.$$

Осколки никелистого железа в изобилии найдены вокруг и внутри аризонского кратера. Кроме того, там же на поверхности найдены зерна минерала стишовита ( $\text{SiO}_6$ ), который получен в лаборатории при давлении 160 000 атм, и коэзит — другая форма кремниевых соединений, образующихся при высоких давлениях. В аризонском кратере такие давления возникли, очевидно, при ударе метеорита, так что в его метеоритном происхождении не остается никаких сомнений.

Каньон Дьябло расположен в аризонской пустыне, где сглаживающее действие воды исключено, так что кратер мог сохраниться в течение нескольких тысячелетий. Такой же кратер во влажной местности при наличии богатой растительности перестал бы быть заметным за более короткий срок. В таких местах можно обнаружить только кратеры недавнего происхождения, как, например, группа кратеров Каалиярв на острове Сааремаа в Эстонии (главный из них имеет диаметр 110 м и заполнен водой). Зато в пустынях Австралии, Аравии, Америки были найдены так же хорошо сохранившиеся кратеры, как и аризонский. Съёмки с самолета позволили найти метеорные кратеры в скальных породах канадского щита, образовавшиеся после последнего великого оледенения (т. е. менее 10 000 лет назад). Передвижения ледяных масс в ледниковый период стерли бы такой кратер с поверхности Земли. Среди этих кратеров самый большой находится в провинции Квебек (Канада) на полуострове Унгава. Его диаметр равен 3340 м, а глубина 361 м. Наружный вал, состоящий из разрушенных гранитных пород, возвышается на 100 м над окружающей местностью. Внутренний склон его имеет наклон к горизонту  $45^\circ$ , а внешний — около  $25^\circ$ . Кроме того, он окружен малыми кратерами, так же как и он, заполненными водой. В Канаде же методами аэросъёмки обнаружены более древние сильно деформированные кратеры, еще более крупных размеров, а в Индии недавно обнаружен метеоритный кратер, подобный аризонскому. Его диаметр 1830 м, а глубина 150 м. Возраст его оценивается в 50 000 лет.

Все такие образования получили недавно общее название *астро-блемы*, что переводится как «звездные раны». Их известно сейчас свыше 100. Применение современных методов геофизической разведки и аэрофотосъёмки позволило обнаружить астроблемы несравненно более древние и грандиозные по размерам. К астроблемам относится извест-

ная ранее Попигайская впадина на севере Сибири диаметром 100 км. Реликтовым метеоритным кратером оказалась расположенная в центре Европы 27-километровая чаша Рис Кессель, образовавшаяся 15 млн лет назад. Угадывается огромная астроблема под льдами Антарктиды, несколько сотен километров в диаметре имеют кольцевые структуры на юге и севере Украины, внушает мысль о метеоритном происхождении совершенно круговая дуга восточного берега Гудзонова залива.

Существование на Земле астроблем как бы перебрасывает мост между лунным и земным ландшафтами.

## ТУНГУССКИЙ МЕТЕОРИТ

Из гигантских метеоритов, встретившихся с Землей в исторические времена, самым большим был Тунгусский метеорит, упавший в бассейне Подкаменной Тунгуски близ фактории Ванавара 30 июня 1908 г. Само падение сопровождалось оптическими и акустическими явлениями, наблюдавшимися в круге радиусом около 750 км, а на месте падения на большой площади был повален и частично сожжен лес; сильная воздушная волна наблюдалась на ряде обсерваторий Сибири и Европы, в частности, в Потсдаме наблюдались две волны: одна дошла до Потсдама прямо от места падения, а другая обогнула земной шар в противоположном направлении. Приборы Иркутска (отстоящего на 893 км) зарегистрировали сейсмические волны с амплитудой до 2 мм. Наконец, ночное небо в Сибири и в Европе после падения метеорита стало исключительно светлым (можно было в полночь читать газету без искусственного освещения), а прозрачность атмосферы Калифорнии в июле и в августе 1908 г. резко снизилась.

Оценка энергии, выделившейся при падении Тунгусского метеорита, приводит к значению  $10^{23}$  эрг, что превышает энергию падения Аризонского метеорита. Тем не менее никакого метеоритного кратера на месте падения Тунгусского метеорита не обнаружено. Причина лежит в том, что Тунгусский метеорит не был цельным метеорным телом, но роем слабо связанных между собой мелких тел, общая масса которых составляла не менее одного миллиона тонн. Они проникли в атмосферу со скоростью 30—40 км/с, мельчайшие из них остались в верхней атмосфере, надолго запылив ее, другие испарились при полете, а те, которые достигли самой нижней атмосферы с космической скоростью, взорвались, израсходовав на взрыв огромные резервы кинетической энергии. Тунгусский метеорит был небольшой кометой, двигавшейся обратным движением навстречу Земле по направлению, исходящему из области между созвездиями Ориона и Эридана.

Выдвинуто (Зд. Секанина) и другое объяснение явления Тунгусского метеорита, которое опирается на довольно часто наблюдающиеся явления взрывов болидов и, в частности, болида, наблюдавшегося в среднем Западе США 9 октября 1969 г. Его полет был сфотографирован, он кончился взрывом, после которого от метеорного тела с массой

около 100 т не осталось ничего. Метеорное тело испытало здесь нечто вроде аэродинамического удара, когда, снижаясь, оно достигло в атмосфере некоторой критической плотности. То же самое могло произойти и в Тунгусском явлении только в более крупном масштабе, когда малый астероид с массой около миллиона тонн взорвался на высоте 8 км, выделив энергию около 12,5 мегатонн (тротил).

## § 39. МЕТЕОРНОЕ И ПЫЛЕВОЕ ВЕЩЕСТВО В МЕЖПЛАНЕТНОМ ПРОСТРАНСТВЕ

### МЕТЕОРНЫЕ РОИ И СВЯЗЬ ИХ С КОМЕТАМИ

Как мы уже видели в двух предыдущих параграфах, кометы, состоящие из более или менее компактного сгустка мелких тел и пыли, переживая при каждом сближении с Солнцем распад, теряют компактность и превращаются в метеорные рои, которые распадаются дальше, так что составляющие их метеорные тела растягиваются по всей орбите. Мы имеем этому много доказательств, из которых наиболее убедительными являются два: совпадение орбит многих метеорных потоков с орбитами наблюдавшихся комет и обильные дожди падающих звезд, наблюдавшиеся при тесных сближениях Земли с кометами. В таблице 28 приведены характеристики наиболее обильных метеорных потоков в сопоставлении с элементами орбит отдельных комет. Сходство элементов настолько велико, что в большинстве случаев не остается никаких сомнений в том, что метеорные потоки движутся по соответствующим кометным орбитам. Нужно иметь при этом в виду, что наиболее убедительно совпадение больших полуосей  $a$  и эксцентриситетов  $e$  орбит и элементов, характеризующих расположение орбит в пространстве —  $\omega$ ,  $\Omega$ ,  $i$ . При этом большая полуось метеорных орбит определяется довольно неточно, так как небольшая ошибка в определении скорости  $v_0$  метеоров приводит к большой ошибке величины  $a$ , особенно когда она велика \*). Наконец, следует учесть, что активность метеорного потока длится довольно долго; это свидетельствует о его размазанности в пространстве, так что область пересечения его с орбитой Земли широка. В этой области метеорные орбиты тоже варьируют в широких пределах (рис. 244).

\*) В уравнении живых сил

$$v^2 = k^2 m \left( \frac{2}{r} - \frac{1}{a} \right)$$

или — в применении к гелиоцентрическому движению —

$$v \text{ км/с} = 29,8 \sqrt{\left( \frac{2}{r} - \frac{1}{a} \right)}. \quad (39.1)$$

Для встретившегося с Землей метеора  $r=1$ , а  $v$  определяется геометрическим вычитанием скорости Земли из наблюдаемой скорости встречи  $v_0$  с метеором. Погрешность последней вызывает усиленную погрешность величины  $a$ .

Таблица 28

Главные метеорные потоки и кометы, их производящие

Поток	Период видимости *)	Радикант 1950,0		Часовое число	Период, лет
		$\alpha$	$\delta$		
{ Квадратиды	2—3—4 янв.	230°	+49°	30	5,4
{ Лириды	20—21—22 апр.	271	+34	10	
Комета 1961 I		271	+34		415
{ $\eta$ -Аквариды	3—5—10 мая	336	—2	12	
{ Комета Галлея		338	0		76
{ Ориониды	15—20—26 окт.	94	+16	6	
{ Комета Галлея		95	+19		76
Ариетиды **)	30 мая—8—14 июня	44	+23	60	
{ $\zeta$ -Персеиды **)	2—9—13 июня	62	+23	40	
{ $\delta$ -Аквариды	24—28 июня—6 авг.	340	—14	20	
{ $\beta$ -Тауриды **)	20 июня—1—10 июля	86	+20	24	
{ Комета Энке		85	+12		3,3
{ S-Тауриды	15 сент.—7—25 нояб.	55	+15	6	
{ Комета Энке		56	+8		
{ N-Тауриды	17 окт.—10 нояб.—дек.	57	+22	6	3,05
{ Персеиды	1—12—20 авг.	45	+57	40	109
{ Комета 1862 III		46,4	+57		
{ Дракониды	9—10 окт.	262	+54	***)	6,6
{ Комета Джакобини —		262	+54		6,6
{ Циннера					
{ Андромедиды 1885 г.	28 нояб.	25	+44	***)	
{ Комета Биелы (1852 III)		26	+43		
{ Андромедиды (1950—	2—9—22 нояб.	27	+25	4—6	
{ 1955 гг.)					
{ Леониды	14—17—20 нояб.	152	+22	10	33,2
{ Комета Темпеля—Тутля		151	+22		
{ 1866 I					
Геминиды	7—14—15 дек.	112	+32	50	
{ Урсиды	17—22—24 дек.	217	+76	12	
{ Комета Тутля 1939 X		230	+76		

\*) Средняя из трех дат есть дата максимальной активности потока.

\*\*) Дневные потоки, наблюдаемые исключительно радиолокационными методами.

\*\*\*) В отдельные годы огромные вспышки активности.

$v_{G'}$ км/с	$a$ , а. е.	$q$ , а. е.	$e$	$i$	$\omega$	$\Omega$	$\Delta_{\min}$ , а. е.
41,5	3,08	0,977	0,683	72,5°	170°	282,7°	
47,6	28	0,919	0,968	79,0	214	31,7	
47,3	55,7	0,921	0,983	79,8	213	31,2	0,002
65,5	13	0,560	0,958	163,5	95	45,2	
66	18,0	0,587	0,967	162,2	111	56,8	0,021
66,4	15,1	0,571	0,962	163,9	82	28,0	
	18,0	0,587	0,967	162,2	111	56,8	0,156
37	1,6	0,09	0,94	21	29	77	
	1,6	0,34	0,79	0	59	78	
41	2,8	0,074	0,974	26,6	152	307,9	
30	2,2	0,34	0,85	6	246	276,4	
30,4	2,22	0,338	0,847	12,4	185	334,7	0,18
27	2,0	0,393	0,800	5,2	110	44,0	
32,2	2,22	0,338	0,847	12,4	185	334,7	0,20
28	2,1	0,37	0,82	3,2	293	227	
59,4	28	0,953	0,960	116	155	139	
	24,3	0,963	0,960	114	153	139	0,009
22	3,51	1,00	0,715	31	174	196,3	
20,4	3,51	0,996	0,717	31	172	196,3	0,001
16,5	3,53	0,856		13,0	222	246	
18	2,7	0,861	0,756	12,6	223	247	0,006
		0,74	0,72	6,8	247	226	
70,7	11,5	0,985	0,915	163	172	233,9	
70,8	10,3	0,977	0,905	163	171	232,6	0,007
34,4	1,36	0,142	0,896	24	324	261,0	
33,4	5,91	0,916	0,845	52	212	264,6	
34,5	5,70	1,022	0,821	55	207	269,8	0,091

Три метеорных потока — Леониды, Андромедиды и Дракониды показывали в исторические времена очень резкие вспышки активности, причем в случае Андромедид это было прямо связано с разрушением кометы Биелы, которая в 1845 г. раздвоилась и в следующее появление, в 1852 г., видны были две слабые кометы, разделенные расстоянием свыше 1,5 млн км. Больше комета Биелы не наблюдалась. Но в 1872 и 1885 гг., когда Земля пересекла орбиту кометы Биелы, и сама комета, если бы она еще существовала, была бы близка к точке пересечения, наблюдались великолепные дожди медленных метеоров (они нагоняли Землю со скоростью 19 км/с) с часовым числом их, дохо-

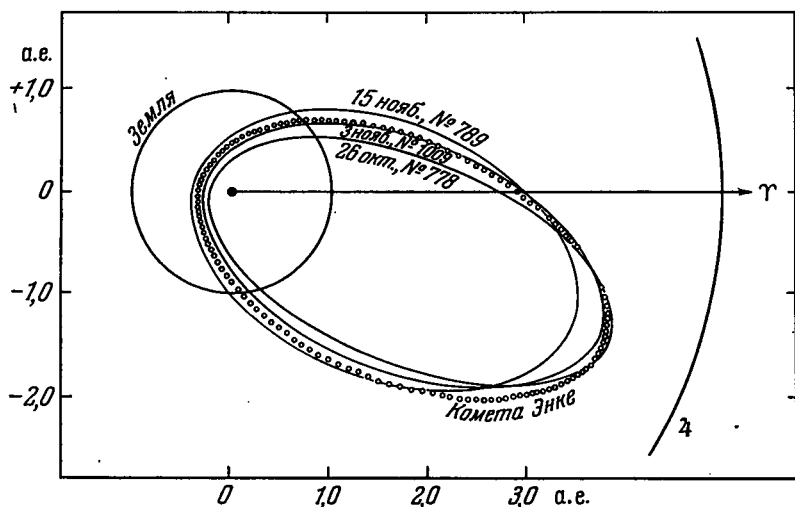


Рис. 244. Три орбиты фотографически наблюдавшихся метеоров из потока северных Таурид показаны вместе с орбитой кометы Энке в проекции на плоскость эклиптики. Тут же показаны орбиты Земли и Юпитера. Небольшое несовпадение орбит метеоров между собой отчасти реально, отчасти вызвано ошибками наблюдений

дившим до 7500. В 1892 и 1899 гг. потоки Андромедид опять усиливались, но незначительно. Последующая вспышка активности Андромедид наблюдалась спустя пять лет, в 1904 г., в то время как период обращения кометы Биелы составлял 6,6 лет. Значит, метеорное скопление существовало далеко впереди самой «бывшей кометы». После 1940 г. активность Андромедид возродилась, но в слабой степени.

В настоящее время успешно сосуществуют комета Джакобини — Циннера и связанный с нею метеорный поток Драконид. Комета 1900 III была открыта Джакобини в 1900 г. вскоре после ее сильного сближения с Юпитером. После еще одного сближения с Юпитером, в 1910 г., она была повторно открыта в 1913 г. и в дальнейшем неоднократно наблюдалась с периодом обращения 6,6 лет. Узел кометной орбиты теперь находится на расстоянии всего лишь 0,001 а. е. от земной орбиты. 9 октября 1933 г. Земля проходила эту точку на 80 дней позже, чем ее пересекла комета. В эту ночь также наблюдался велико-



лепный дождь метеоров с радиантом в Драконе при часовом числе их до 6000. Спустя 13 лет, в ночь с 9 на 10 октября 1946 г. вновь наблюдался столь же, если не более интенсивный метеорный дождь в течение 5—6 часов, пока Земля пересекала кометную орбиту спустя 15 дней после того, как это место прошла комета. В 1952 г. Земля проходила место сближения за 195 дней до кометы и опять наблюдался небольшой метеорный дождь (часовое число 200), а в 1959 г. Дракониды практически не наблюдались, хотя Земля опередила комету в месте наибольшего сближения орбит только на три недели. Таким образом, позади кометы Джакобини — Циннера образовался метеорный рой, но сама комета от этого мало пострадала: и в 1959 г. она была достаточно яркой; 8 октября 1985 г. поток Драконид опять проявил себя в полную силу — часовое число метеоров по радионаблюдениям достигало одной-трех тысяч.

Распад комет и образование метеоров, распределяющихся затем по всей орбите или по значительной ее части, происходит таким образом, что метеорные тела покидают ядро кометы с умеренными скоростями. Было подсчитано, например, что для объяснения наблюдавшихся в 1933 и 1946 гг. дождей Драконид достаточно, чтобы метеорные частицы выбрасывались из ядра кометы со скоростями порядка 14—20 м/с. Частицы эти располагаются довольно точно в плоскости кометной орбиты, иначе продолжительность метеорного дождя была бы много больше. Скорости выброса в 10 м/с достаточно, чтобы метеорные частицы растянулись за 160 лет по малой орбите, как орбита Геминид, и за 1100 лет по большой орбите, такой, как у кометы Галлея.

Выброшенное из кометы метеорное сгущение по своей пространственной плотности оказывается довольно эфемерным образованием. Так, при всем огромном числе выпадавших в 1872 и 1885 гг. метеоров из потока Андромедид, метеорные частицы, их вызывавшие, отстояли друг от друга в среднем на 30 км.

Естественно, что химический состав метеорных тел в метеорных потоках близок к тому, который мы ожидаем в кометном веществе. Действительно, спектр метеорита Алленде, помещенного в дугу постоянного тока, вполне подобен спектрам метеоров из потоков Таурид и Геминид. Метеорит Алленде принадлежит к углистым хондритам.

Конечно, метеорный рой, существующий отдельно от кометы, подвергается иным планетным возмущениям, чем сама комета, и ввиду меньшей точности метеорной орбиты учесть возмущения трудно. Вот почему совершенно непредвиденным образом отдельные метеорные потоки и сгущения в них то сближаются, то удаляются от Земли. Таков например, несбывшийся дождь Леонид в 1899 г., который не состоялся, вопреки ожиданиям: он предполагался таким же эффективным, как в 1866, 1833 и 1799 гг. Этот поток вновь проявил себя дождем в 1966 г.

В конечном счете, гравитационные и иные возмущения превращают комету в метеорный поток, а поток становится со временем все более и более рассеянным в пространстве. Нет сомнения, что многие, быть

может, большая половина так называемых спорадических метеоров, еще сохранили признаки координированности движения, позволяющие относить их к тем или иным ассоциациям метеорных тел, некогда бывших метеорными роями, а еще раньше — кометами. Их распределение в пространстве близко к равномерному, за исключением того, что они заметно концентрируются к плоскости эклиптики. Радианты их концентрируются у направления на апекс движения Земли, что понятно, так как в этом направлении почти все метеоры — встречные, но если учесть движение Земли, то оказывается, что радианты в направлении антиапека гораздо более многочисленны, чем в противоположном направлении: большинство метеоров, наблюдаемых радиолокационным методом, догоняют Землю, а не движутся ей навстречу. Орбиты, сильно наклоненные к эклиптике, распределены в пространстве приблизительно равномерно.

### МИКРОМЕТЕОРИТЫ

Итак, кометы поставляют в межпланетное пространство метеорное вещество в виде частиц разного размера. Более крупные при встрече с Землей дают явления метеоров, менее крупные — метеорная пыль, микрометеориты, рассеиваемые из головы кометы, — при встрече с Землей ничем себя не проявляют. До потери космической скорости такая частица, конечно, разогревается от столкновения с молекулами воздуха, но благодаря малым своим размерам очень легко излучает это тепло, так что вокруг нее не происходит ни разогревания воздуха, ни ионизации его. Размеры таких частиц — порядка нескольких микронов, а если они движутся медленно, то и гораздо больше — до 0,1 мм при  $v_G = 11,3$  км/с. Конечно, такие пылинки очень медленно оседают в атмосфере, особенно в нижних ее слоях \*).

Выпавшие на Землю микрометеориты обнаруживаются микроскопическим анализом осадка растопленного снега, взятого в пустынных местах Севера и Антарктики, вдали от промышленных центров. Такой анализ показывает наличие большого числа оплавленных шариков — «сферул», диаметром от нескольких микронов до сотен микронов. Их находили особенно много после метеорного дождя Драконид в 1946 г. Густота их осадения соответствует выпадению на Землю за сутки 6000 т метеорного вещества. Аналогично анализ подобных частиц, осаждаемых на липкой поверхности в разных местах Земли, привел к заключению, что в среднем в течение суток на каждый 1 см<sup>2</sup> земной поверхности выпадает одна частица размером 4 мкм. При плотности 3,5 г/см<sup>3</sup> это означает, что на всю поверхность Земли осаждается 150 т метеорной пыли в сутки. Еще одна оценка основана на обнаружении в глубоководных осадках сферул с избыточным содержанием в них никеля (0,08 %, тогда как в среднем никеля в земной

---

\*) Есть подозрения, что они могут стать ядрами конденсации влаги: 30 дней спустя после выпадения Геминид, а именно в период 11—13 января каждого года, по всей Земле наблюдаются интенсивные дожди.

коре содержится 0,008 %). Она приводит к значению 1000—5000 т в год для всей поверхности Земли. Поскольку это относится только к магнитным сферам, такая пониженная оценка понятна. Вместе с тем метеоритное происхождение сферул оспаривалось (некоторые считают, что они имеют индустриальное происхождение), так же как и аномально высокое содержание Ni в глубоководных осадках.

Анализ пыли, приставшей к липким поверхностям, поднятым на самолете до высоты 18 км, а записи автоматического коронографа, измерявшего яркость дневного неба на различных угловых удалениях от Солнца, по мере подъема на высоту до 26 км, показали, что даже здесь, в стратосфере, присутствует много мелкой пыли, поднимающейся снизу в результате диффузии. На высоте 20 км концентрация особенно мелких частиц (радиусом  $a=0,15$  мкм) достигает максимума, как результат встречи диффузионного потока снизу и потока метеорных частиц или продуктов дробления метеоритов сверху. По-видимому, свободны от земных примесей образцы пыли, собранные при полете геофизической ракеты на высотах 90—170 км. Здесь было обнаружено очень много метеорных частиц радиусом от 0,1 до 10 мкм (поток  $10^4$  частиц в секунду через площадь в  $1 \text{ м}^2$  в интервале  $\Delta a = 1$  мкм). Эти и более крупные частицы можно разделить на три группы: плотные сферы, неправильные частицы умеренной плотности и крайне неправильные и очень рыхлые. Число частиц с  $a=0,1$  мкм на шесть порядков выше, чем число их с  $a=100$  мкм.

### МЕТЕОРНОЕ ВЕЩЕСТВО ВОКРУГ ЗЕМЛИ

Другой метод определения массы космического вещества, выпадающего на Землю, основан на акустической регистрации столкновений в экзосфере метеорных частиц с искусственными спутниками Земли и космическими ракетами. При этом обнаруживаются частицы с массами  $\mathcal{M}$ , лежащими в пределах  $10^{-10} \text{ г} \leq \mathcal{M} \leq 10^{-6} \text{ г}$ . Таким образом, уже были зарегистрированы свыше 10 000 ударов разной силы, которые позволили вывести частоту столкновений и распределение частиц по массам. Поток  $F$  частиц массы  $\mathcal{M}$  и больше через поверхность в  $1 \text{ м}^2$  в 1 с выражается формулой

$$\lg F = -17,0 - 1,70 \lg \mathcal{M}.$$

Применение этой формулы для предельного значения  $\mathcal{M}=10^{-11} \text{ г}$  при средней скорости движения  $v=20 \text{ км/с}$  приводит к пространственной плотности метеорной пыли  $\rho_p \approx 10^{-20} \text{ г/см}^3$ , а общее количество пыли, выпадающей на Землю, по разным подсчетам равно  $10^3$ — $10^5$  т за сутки. Неопределенность этой оценки порождается трудностью оценки массы ударяющейся частицы и незначительностью площади, принимающей удары. Наблюдаемая частота ударов подвержена большим флуктуациям. Так, например, на третьем советском спутнике частота ударов возросла 15 мая 1958 г. на четыре порядка против среднего, а 16—18 ноября 1959 г. на спутнике «Авангард III» во время действия потока

Леонид на собирающей поверхности  $0,1 \text{ м}^2$  за 70 часов было зарегистрировано 2800 ударов, т. е. столько же, сколько за остальные 78 суток. Максимум частоты ударов случился 17 ноября: за 6,3 мин зарегистрировано было 200 ударов. Движущиеся вокруг Земли на высоте 120 км и выше мелкие пылинки после потери скорости быстро оседают, но достигнув высоты 100 км, задерживаются и далее падают чрезвычайно медленно. Если их накопилось много и на них образовались ледяные наслоения, они могут образовать здесь слой так называемых *серебристых облаков*, наблюдаемых в высоких широтах летом около полуночи. Ракета, проходя через серебристые облака, захватывала пылинки в количестве от 100 до 1000 раз больше, чем на той же высоте и в отсутствие наблюдаемых серебристых облаков. Можно думать, что это пылинки кометного происхождения, имеющие легко испаряющуюся оболочку. Спускаясь ниже 80 км, они теряют эту оболочку. Такой вывод можно сделать потому, что нижняя граница серебристых облаков всегда равна 80 км.

В том же самом эксперименте обнаружены также в большом количестве тяжелые пылинки, лишенные легкоплавкой оболочки. Они не кометного происхождения, но принадлежат рассеянному межпланетному веществу (см. дальше с. 619).

Существование на высоте 100 км и больше скопления пылевых частиц доказывается и оптически — из наблюдений *сумеречной дуги*. Известно, что когда Солнце погружается под горизонт, на восточной стороне неба можно видеть сумеречный сегмент тени Земли, отбрасываемой на атмосферу. Дуга, ограничивающая этот сегмент, поднимается все выше по мере погружения Солнца. Распределение яркости в сумеречном сегменте говорит о рассеянии света на высоте 100 км, по крайней мере в 40 раз больше, чем это может дать чисто газовая атмосфера.

### ЗОДИАКАЛЬНЫЙ СВЕТ

До сих пор не найдено удовлетворительного объяснения существованию пылевого облака вокруг Земли, но космическое его происхождение не подлежит сомнению. На высоте 2000—3000 км в экзосфере Земли пыль и газ содержатся примерно в равном количестве (по массе). Еще выше, при переходе в межпланетное пространство, число пылевых метеорных частиц, как мы видели выше, резко уменьшается. Но и здесь они проявляют себя заметным образом в оптическом явлении *зодиакального света*.

Зодиакальный свет наблюдают либо вечером на западе после захода Солнца, либо утром до его восхода на востоке, в виде слабого сияния, имеющего форму треугольника, наклоненного к горизонту и расположенного своей медианой вдоль эклиптики (так как эклиптика проходит по созвездиям зодиака, то становится ясным, откуда взялось название «зодиакальный»). Широкое основание треугольника постепенно теряется у горизонта со стороны погруженного Солнца. Вниматель-

ный наблюдатель, хорошо приспособившийся к темноте, увидит на небе и другие области повышенной яркости, но основной светящийся треугольник в хорошую безлунную ночь не ускользнет от внимания даже неопытного человека, особенно в весенние вечера и осенние предутренние часы, когда эклиптика расположена под большим углом к горизонту.

Как мы видели уже в главе I (§ 5), солнечная F-корона по своим спектральным признакам состоит из твердых частиц, рассеивающих солнечный свет, и частицы эти есть вблизи Солнца и вдали от него, вплоть до земной орбиты. Те из них, которые лежат в небольшом угловом удалении от Солнца, образуют F-корону, более удаленные дают явление зодиакального света. При наблюдениях полных солнечных затмений с очень высоких гор или с высотных самолетов при очень слабом влиянии света, рассеянного атмосферой, переход от короны к зодиакальному свету происходит постепенно (не считая корональных лучей), а яркость падает не менее, чем на шесть порядков от ближайших окрестностей Солнца до расстояния от Солнца  $30-35^\circ$  и достигает здесь суммарной яркости семи-восьми звезд  $5^m$  на один квадратный градус. У вершины треугольника на расстоянии от Солнца  $80^\circ$  вдоль эклиптики яркость снижается до яркости одной звезды  $5^m$  на 1 кв. градус и сливается здесь с обычным фоном неба (см. КПА 307). Спектр зодиакального света вполне подобен солнечному спектру, может быть, чуть-чуть позднее. По внешнему виду зодиакального света ясно, что частицы, его составляющие, сильно сгущаются к плоскости эклиптики.

Яркость зодиакального света переменна во времени. Аппаратура французского ИСЗ «Турнесаль», находясь в земной тени, фотометрировала фон «неба» на угловых расстояниях от Солнца  $\pm 90^\circ$ . Фон заметно усиливался к эклиптике и в течение суток не менялся. Но в отдельные дни он возрастал вдвое, и это случалось в дни, когда Земля пересекала орбиты метеорных потоков, особенно орбиты кометы Биелы около 7 ноября и кометы 1861 I (давшей поток Лирид) 24 апреля. Здесь происходило повышенное рассеяние солнечного света локальными потоками межпланетного вещества.

## **ПЫЛЕВАЯ И ГАЗОВАЯ СОСТАВЛЯЮЩИЕ В МЕЖПЛАНЕТНОМ ПРОСТРАНСТВЕ**

Пылевые частицы из числа наиболее часто улавливаемых ракетами и дающие рассеяние света, не зависящее от длины волны (см. § 26), имеют размеры порядка  $1-10$  мкм. В рассеянии света действуют два механизма: дифракция и прямое отражение света частицами вместе с преломлением света в них. У частиц радиусом  $1-10$  мкм второй механизм более эффективен, когда угловое удаление их от Солнца превосходит  $30^\circ$ , тогда как у частиц, составляющих F-корону, т. е. удаленных от Солнца на малый угол, действует в основном механизм дифракции. Однако в образовании зодиакального света участвуют также и элект-

роны, которые тоже рассеивают свет независимо от длины волны (ср. § 5). Кроме того, они поляризуют свет и дают положительную или радиальную поляризацию (при которой преимущественное направление колебаний электрического вектора лежит в плоскости Земля — Солнце — частица), что фактически и наблюдается в зодиакальном свете.

Принимая, что вся поляризованная составляющая зодиакального света происходит от рассеяния на свободных электронах, можно разделить долю участия электронов и пылевых частиц в поверхностной яркости зодиакального света и вывести как число электронов  $n_e$ , так и число рассеивающих крупных частиц  $n_s$  на  $1 \text{ см}^3$  пространства в функции расстояния от Солнца  $r$ . К сожалению, в самом зодиакальном свете, где действует механизм прямого отражения и преломления, определить можно не само число  $n_s$ , а произведение  $n_s A$ , где  $A$  — альбеда частицы. С другой стороны, в F-короне, где работает механизм дифракции света, зависимость яркости от альбеда не существует, так что согласование результатов, полученных для короны и зодиакального света, позволяет найти неизвестное  $A$ . Оно оказывается неожиданно очень низким — порядка 0,01, но не следует придавать этому большое значение, так как при теоретических расчетах приходится брать очень далекую от реальности модель рассеивающей среды, состоящей из правильных шариков. Кроме того, для согласования яркости зодиакального света и его поляризации приходится допустить, что межпланетная пыль состоит из частиц двоякого рода: диэлектрических, например, ледяных, и металлических, например, железных. Одна из возможных моделей распределения вещества в межпланетном пространстве такова. Имеются три составляющие:

1) диэлектрические частицы (показатель преломления  $m=1,33$ ) размером от 1 до 10 мкм. Число частиц возрастает пропорционально радиусу их  $a$  в степени  $-2,5$ :  $n_r = n_0 (a_r/a_0)^{-2,5}$ ;

2) металлические частицы (железо,  $m=1,27-1,37i$ ), размеры от 0,2 до 10 мкм, та же степень  $(-2,5)$  для функции распределения по размерам;

3) электроны (конечно, сопровождаемые равным числом протонов).

Тогда получается следующая таблица:

Таблица 29

Распределение числа частиц  $n_s$  (в  $10^{15} \text{ см}^3$ ) и электронов  $n_e \text{ см}^{-3}$  в межпланетном пространстве (в плоскости эклиптики) в функции расстояния  $r$  от Солнца

$r$ , а. е.	0,3	0,5	0,7	0,9	1,0	1,1	1,3
Диэлектрические частицы	111	24	8,8	4,1	3,0	2,2	1,4
Металлические частицы	274	212	179	158	150	143	132
$n_e$	733	464	373	323	305	289	265

Высокое содержание электронов (по сравнению с тем, что мы приводили из наблюдений солнечного ветра; см. § 7) находит себе подтверждение в оптическом явлении совсем иного рода: в наблюдаемом у зодиакального света уменьшении глубин спектральных линий при рассеянии солнечного света. Оно действительно должно наблюдаться, если рассеяние происходит на быстро движущихся электронах, и количественно соответствует тому, что приведено в последней строке таблицы 29.

Таким образом, можно считать, что в окрестностях Земли имеется в среднем около 300 электронов/см<sup>3</sup>, что дает плотность межпланетного газа (конечно, с протонами)  $5 \cdot 10^{-22}$  г/см<sup>3</sup>. Примерно столько же дают твердые частицы, поэтому плотность межпланетной среды вблизи Земли оказывается порядка  $10^{-21}$  г/см<sup>3</sup>, а полная масса межпланетного вещества внутри земной орбиты — около  $10^{20}$  г, или около  $10^{-8}$  доли массы Земли, что в небесномеханическом отношении ничтожно мало.

Плотность пылевой составляющей, приведенная здесь, не очень надежна, так как из наблюдений метеоров плотность получается иная. Частицы радиусом 0,1—0,3 мм входят и в число частиц, дающих зодиакальный свет, и в число частиц, порождающих метеоры. Их плотность по числу метеоров получается на три порядка меньше, чем по яркости зодиакального света. Вероятно, это реальный эффект: в окрестностях Земли число крупных метеорных частиц занижено сравнительно с законом  $a^{-2,5}$ , пригодным для частиц зодиакального света, из-за особых динамических условий, в которых находятся те и другие.

### ДВИЖЕНИЕ МАЛОЙ ЧАСТИЦЫ В ПОЛЕ ТЯГОТЕНИЯ И ИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЦА

Малая частица, обращающаяся вокруг Солнца, движется не по кеплерову эллипсу, так как сила, действующая на нее, нецентрально. Действительно, фотоны, исходящие из Солнца, при поглощении их частицей передают ей свой импульс, направленный радиально, в то время как у частицы в ее движении по орбите вектор скорости, а следовательно, и импульс, направлены по касательной к траектории. Увлекая поглощенный фотон с его массой, частица будет испытывать постоянное торможение, которое не компенсируется последующим переизлучением поглощенной радиации во всех направлениях. В результате у частицы уменьшится момент количества движения относительно Солнца и ее траектория превратится в спираль, неограниченно сходящуюся к Солнцу. Аналогично в системе координат, связанных с частицей, явление протекает так, что наблюдатель, движущийся вместе с частицей, вследствие aberrации света будет воспринимать фотоны приходящими не в направлении Солнце — частица ( $SP$  на рис. 245), а в направлении вектора  $F$ , который с радиальным направлением  $SP$  образует угол aberrации

$$\gamma = (v/c) \sin u \quad (39.2)$$

( $u=90^\circ$  в круговой орбите).

Радиальная составляющая вектора  $F$  будет уменьшать силу притяжения тоже по закону обратных квадратов на величину (принимая  $\cos \gamma = 1$ )

$$F' = s \frac{E_0}{c} \left( \frac{r_0}{r} \right)^2, \quad (39.3)$$

где  $s$  — поперечное сечение частицы,  $E_0$  — энергия, падающая от Солнца за 1 с на 1 см<sup>2</sup> поверхности, выставленной перпендикулярно к солнечным лучам на расстоянии  $r_0$ . В этой формуле  $E_0/c$  есть импульс, передаваемый единице площади за единицу времени, т. е. сила светового давления на расстоянии  $r_0$ . Так как  $s = \pi a^2$ , то

$$F' = \pi a^2 \frac{E_0 r_0^2}{c r^2}. \quad (39.4)$$

С другой стороны, сила притяжения есть

$$F_1 = G \frac{M_{\odot} m}{r^2}, \quad (39.5)$$

где  $m$  — масса частицы:

$$m = \frac{4}{3} \pi a^3 \delta. \quad (39.6)$$

$\delta$  — ее плотность.

Таким образом, радиальная сила, действующая на нашу частицу, равна

$$F_1 - F = G \frac{m}{r^2} \left( M_{\odot} - \frac{\pi a^2 E_0 r_0^2}{c G m} \right) = G \frac{m}{r^2} \left( M_{\odot} - \frac{3}{4} \frac{E_0 r_0^2}{c G a \delta} \right) = G \frac{M'_{\odot} m}{r^2}. \quad (39.7)$$

Выражение, стоящее в скобках, можно рассматривать как *редуцированную массу Солнца*

$$M'_{\odot} \equiv M_{\odot} - \frac{3}{4} \frac{E_0 r_0^2}{c G a \delta}, \quad (39.8)$$

действующую на частицу. Эффективное уменьшение массы Солнца, ничтожное для частиц большого размера ( $a > 100$  мкм), становится заметным при малых  $a$ , настолько, что для  $a < 0,1$  мкм, при  $\delta \leq 5$  редуцированная масса Солнца отрицательна (ср. (26.24)). Такая частица уходит из Солнечной системы по гиперболической орбите (обращенной выпуклостью к Солнцу) подобно тому, что мы встретили в хвосте комет. При значениях  $0,5$  мкм  $< a < 100$  мкм, т. е. наиболее эффективных в образовании зодиакального света, эффективное уменьшение массы Солнца не столь значительно (имея в виду, что и плотность частиц высока), так что частицы притягиваются к Солнцу, а не отталкиваются им, и подвергаются в своем орбитальном движении тормозящему действию

$$F' \sin \gamma = \frac{F' v}{c} \sin u. \quad (39.9)$$

Построение уравнений движения и их решение приводит (см. книгу В. Г. Фесенкова, указанную в конце главы, с. 103—105) прежде всего к тому, что секторальная скорость частицы, вместо того, чтобы быть постоянной  $\left( r^2 \frac{d\varphi}{dt} \right)_0$ , непрерывно убывает пропорционально углу  $\varphi$  поворота радиус-вектора:

$$r^2 \frac{d\varphi}{dt} = \left( r^2 \frac{d\varphi}{dt} \right)_0 - \frac{3}{4} \frac{r_0^2 E_0}{c^2 a \delta} \varphi. \quad (39.10)$$

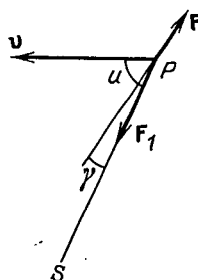


Рис. 245. К возникновению эффекта Пойнтинга — Робертсона в движении малой частицы



У эллиптической орбиты наряду с этим происходит уменьшение эксцентриситета, так что движение частицы становится все более близким к круговому. Однако эксцентриситет приходит к нулевому значению, лишь когда сама орбита уменьшается до нуля.

Описанное явление называется *эффектом Пойнтинга — Робертсона*. Формула (39.10) позволяет рассчитать время, в течение которого частица, двигаясь по спирали, упадет на Солнце. Конечно оно тем короче, чем меньше частица (до критического размера, когда  $M'_0$  становится отрицательным). Для круговой орбиты оно равно

$$\tau = 6,5 \cdot 10^6 a \delta r_0^2 \text{ лет}, \quad (39.11)$$

если исходный радиус орбиты есть  $r_0$  а. е.

Полагая  $\delta = 8 \text{ г/см}^3$ , найдем, что железная частица радиусом  $a = 10 \text{ мкм} = 10^{-3} \text{ см}$ , находящаяся вблизи земной орбиты, упадет на Солнце примерно через 50 000 лет, а рыхлая частица с  $\delta = 1 \text{ г/см}^3$  — через 6500 лет. У частицы, движущейся по эллиптической орбите, падение произойдет раньше. Конечно, задолго до падения на Солнце частица испарится.

Таким образом, облако пылевых частиц, вызывающих явление зодиакального света, должно было бы исчезнуть в течение какой-нибудь сотни тысяч лет, если бы не было источников, пополняющих его. Источником электронов является Солнце, а источником твердых частиц — кометы, в первую очередь их аномальные хвосты и мелкие частицы кометных ядер. Что касается крупных частиц, то их приближение к Солнцу по спирали происходит очень медленно, они долго задерживаются на орбитах, близких к орбитам больших планет, и потому чаще захватываются последними. Возможно, по этой именно причине мелких метеорных частиц (0,01—0,03 см) наблюдается мало сравнительно с тем, что можно было бы ожидать из закона распределения частиц по размерам, выводимого по яркости F-короны и зодиакального света (см. выше, с. 618). Самые мелкие метеоритные частицы в межпланетном пространстве выметаются световым давлением, и если они все же встречаются в окрестностях земной орбиты, то лишь потому, что они тоже пополняются при распаде комет.

## ПРОТИВОСИЯНИЕ

Родственное зодиакальному свету явление наблюдается на небе в антисолнечной точке. Это — слабое свечение овальной формы с угловыми размерами 10—13° вдоль эклиптики и 6—8° поперек ее. Называется оно *противосиянием*. Оно изменчиво: иногда бывает вытянуто по дуге до 30—40°. Контраст с фоном ночного неба обычно составляет 10—12 %, но бывает и 20 %. Тогда оно хорошо заметно, конечно, в безлунную ночь и не на фоне Млечного Пути. В среднем его яркость равна блеску 0,3—0,4 звезды 5<sup>m</sup> с квадратного градуса. Спектр противосияния воспроизводит солнечный спектр, но распределение энергии в непрерывном спектре ослаблено против распределения энергии в солнеч-

ном спектре по закону  $\lambda^{-\beta}$ , где  $\beta$  лежит между 1 и 2. Это указывает на пылевую природу противосияния, а не на газовую. Пыль, составляющая противосияние, отлична от пыли зодиакального света. Из локализации противосияния в антисолнечной точке следует, что рассеяние света его пылевыми частицами в достаточной мере эффективно «назад» при угле рассеяния  $\theta=180^\circ$ . Таким свойством обладают диэлектрические частицы (например, ледяные) размером 1 мкм и больше. К сожалению, не удается точно локализовать местоположение противосияния в пространстве. Оно очень размыто и параллакс его можно было бы определить только в том случае, если бы оно было расположено близко к Земле. Действительно, одни исследователи находили у противосияния параллакс, равный  $3\text{--}3,5^\circ$  (чему соответствует расстояние от Земли 120 тыс. км), но другие считают этот результат иллюзорным. В случае, если противосияние расположено близко к Земле, можно было бы рассматривать его как придаток Земли, движущийся вместе с нею вокруг Солнца. Правильнее будет считать его далеким от Земли световым пятном — результатом рассеяния солнечного света частицами межпланетной пыли, находящимися за пределами земной орбиты.

### ЗАДАЧИ К ГЛАВЕ IX

1. Исходя из среднего размера головы кометы  $D=50\,000$  км и ее массы  $10^{10}$  г оценить среднюю плотность вещества в ней и число молекул CN, CO, CO<sub>2</sub>, приходящихся на 1 см<sup>3</sup> ее объема на периферии головы и вблизи центра на расстоянии 5000 км от ядра, считая, что число молекул падает с удалением от ядра обратно пропорционально квадрату расстояния.

2. Масса пылевого хвоста кометы Мркоса 1957 г. была найдена равной  $\sim 2 \cdot 10^{14}$  г. Считая видимую длину хвоста равной  $12^\circ$  на расстоянии 1,1 а. е., аппроксимировать его конусом, и взяв отношение поперечного размера к продольному с рис. 231, вычислить среднюю плотность вещества в хвосте, а также расстояние между отдельными пылинками, приняв их радиус  $a=0,3$  мкм и плотность  $\delta=2,8$  г/см<sup>3</sup>.

3. Получить из формулы (37.5) формулу

$$H = H_0 + 0,62 \lg r + 0,547 \frac{L}{T_0} (\sqrt{r-1}) + 5 \lg \Delta.$$

Найти значение  $L$  для кометы 1943 I Уиппла — Тевзадзе по следующим значениям  $M$  (звездной величины кометы), отредуцированным на расстояние  $\Delta=1$ : при  $\lg r=0,149; 0,134; 0,149; 0,167; 0,193; 0,220; 0,246$  значение  $M=6,70; 5,90; 5,28; 5,72; 6,10; 6,80; 6,92$ . Найти для нее абсолютную звездную величину  $H_0$ .

4. Из ядра кометы выбрасывается в сторону Солнца со скоростью  $g_0$  частица, испытывающая отталкивательное ускорение  $1-\mu$ . Показать, что частица не удалится от ядра дальше, чем на расстояние  $\xi$ , равное

$$\xi = \frac{g^2 r^2}{2(1-\mu) G M_\odot}.$$

В комете Мркоса 1957  $d$  максимум яркости параболической головы в лучах NaI отстоял на  $\xi=2000$  км от ядра в сторону Солнца, когда комета была на рас-

стоянии  $r=0,58$  а. е. от Солнца. Отталкивательная сила для атомов Na, наблюдавшаяся в голове, оказывается  $1-\mu=55$ . Определить скорость выброса  $g$ .

5. Вопреки сказанному в тексте, метеорный поток Леонид, наблюдаемый ныне около 17 ноября, наблюдался арабами в 902 г. н. э. около 23 октября. Небольшая часть этого сдвига во времени вызвана реальными изменениями орбиты Леонид. Причина главной части сдвига лежит гораздо ближе к нам. Какова она?

6. Определить длину свободного пробега молекул воздуха в земной атмосфере на высоте 150—100—80 км, пользуясь данными таблицы 8. На уровне моря длина свободного пробега составляет  $7 \cdot 10^{-6}$  см.

7. Показать, что кинетической энергии молекул, движущихся с метеорным телом, более чем достаточно для ионизации атомов, наблюдаемых в метеорных спектрах.

8. Устойчивое эхо от метеорного следа наблюдалось на волне 8 м в течение 30 с при дальности отражающего отрезка следа 180 км. Одновременные визуальные наблюдения показали пролет метеора на высоте  $30^\circ$  от горизонта. Найти линейную электронную концентрацию следа и подсчитать мощность эхо, если мощность передатчика 100 кВт, а коэффициент направленности антенны  $G=5$ .

9. Наблюдатель регистрирует в среднем 10 метеоров в час в пределах поля зрения  $60^\circ$ , что дает на высоте 80 км площадь около 5000 км<sup>2</sup>. Определить общее число метеоров, выпадающих на всю Землю за сутки. Далее, пользуясь указаниями в тексте, установить число метеоров разной звездной величины и их общую массу, применяя формулу для массы  $M$  метеорной частицы в функции звездной величины и  $m$  метеора:  $M=2,512^{-m} \times 0,25$  г. Определить размеры метеоров для звездной величины  $m=0, 4, 12, 14$ , полагая плотность их  $3$  г/см<sup>3</sup>.

10. Пользуясь данными таблицы 28 и законом распределения частиц по размерам  $\sim \left(\frac{a}{a_0}\right)^{-2,5}$ , произвести детальные подсчеты плотности пылевого вещества зодиакального света и всей массы его, принимая, что пространственно поверхности равной плотности вещества в нем суть эллипсоиды вращения (около оси, перпендикулярной к плоскости эклиптики) с отношением осей 1 : 3,5.

11. Проверить согласованность формул (39.7) и (26.24).

12. Если закон распределения частиц по размерам есть  $n(a)da = -n(a_0)(a/a_0)^\beta da$ , то каково будет количество частиц радиусом  $a_0$  и больше для  $\beta=-2, -3$  и каково будет количество частиц радиусом от  $a_0$  до  $a$  при  $\beta=-1$ ? Перейти от распределения по размерам к распределению по массам.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ К ГЛАВЕ IX

Курс астрофизики и звездной астрономии: Т. III / Под ред. А. П. Михайлова.— М.: Наука, 1964.— Гл. XIV.

к § 37

1. Добровольский О. В. Нестационарные процессы в кометах и солнечная активность // Тр. Ин-та астрофизики АН Тадж. ССР, 1961.
2. Всехсвятский С. К. Вопросы происхождения комет // Астрон. журн.— 1955.— Т. 32, вып. 5.— С. 432—438. Автор высказывает оригинальные идеи, не нашедшие отражения в нашем изложении.

3. Добровольский О. В. Кометы.— М.: Наука, 1966.
4. Уипл Ф. Семья Солнца.— М.: Мир, 1984.
5. Беляев Н. А., Чурюмов К. И. Комета Галлея и ее наблюдения.— М.: Наука, 1985.
6. Письма в Астрономический журнал.— Т. 12.— № 8; Август 1986 — содержит много статей, посвященных эксперименту встречи АМС «Вега-1» и «Вега-2» с кометой Галлея.
7. Чурюмов К. И. Крупномасштабные явления в хвосте кометы Галлея // Земля и Вселенная.— 1986.— № 3.
8. Вайсберг О. Л. Пылевая оболочка кометы Галлея // Земля и Вселенная.— 1986.— № 4.
9. Андриенко Д. А., Ващенко В. Н. Кометы и корпускулярное излучение Солнца.— М.: Наука, 1981.

к § 38 и 39

1. Левин Б. Ю. Физическая теория метеоров и метеорная материя в Солнечной системе.— М.: Изд-во АН СССР, 1956.
2. Астапович И. С. Метеорные явления в атмосфере Земли.— М.: Физматгиз, 1958.
3. Ловелл Б. Метеорная астрономия.— М.: Физматгиз, 1958.
4. Мак-Кинли Д. Методы метеорной астрономии.— М.: Мир, 1964.
5. Позы Дж., Брейсуэлл Р. Н. Радиоастрономия.— М.: ИЛ, 1958.— Гл. 10.
6. Фиалко Е. И. Радиолокационные методы наблюдения метеоров.— М.: Советское радио, 1961.
7. Катасев Л. А. Исследование метеоров в атмосфере Земли фотографическим методом.— М.: Гидрометеиздат, 1966.
8. Кашеев Б. Л., Лебединец В. Н., Лагутин М. Ф. Метеорные явления в атмосфере Земли.— М.: Наука, 1967.
9. Бронштэн В. А. Физика метеорных явлений.— М.: Наука, 1981.
10. Симоненко А. Н. Метеориты — осколки астероидов.— М.: Наука, 1979.
11. The Moon, Meteorites and Comets (The Solar System: V. IV / Eds. B. Middelhurst and G. P. Kuiper.— Chicago, 1963). Статьи E. W. Anders, P. M. Millman and D. W. R. McKinley, L. G. Jachia.
12. Фесенков В. Г. Метеорная материя в межпланетном пространстве.— М.: Изд-во АН СССР, 1947.
13. Elsässer H. The Zodiacal light // Planet. and Space Sci.— 1963.— V. 11.— P. 1015—1033.
14. Гиндилис Л. М. Противосияние как эффект рассеяния солнечного света на частицах межпланетной пыли // Астрон. журн.— 1962.— Т. 39.— С. 689—701.
15. Журнал «Земля и Вселенная» № 3 за 1975 г. содержит две статьи по метеоритике: Дабига А. И. и Федынский В. В. «Звездные раны» Земли и их диагностика геофизическими методами; Левин Б. Ю. и Симоненко А. Н. История одного метеорита.
16. Метеорная материя в атмосфере Земли.— М.: Наука, 1966.
17. Еремеева А. И. Рождение научной метеоритики.— М.: Наука, 1979.

## АЛФАВИТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

- Абляция 594  
 Абсорбция полярная 110  
 Аккреция 264  
 Активность солнечная 20, 79—81, 83  
 Альbedo нейтронное 109  
 — планет 321, 468, 472, 473, 531, 561  
 — — болометрическое 486  
 — — геометрическое 471, 473  
 — — сферическое 468—470, 473, 486  
*Альвен Х.* 38  
*Амбарцумян В. А.* 298, 299, 349  
 Амбарцумяна гипотеза 452  
 Ассоциации звездные 299, 359, 404, 431  
 Астероиды 522—526  
 Астроbleмы 607  
 Атмосфера Земли 103  
 — однородная 55, 181, 493  
 — Солнца 21, 26, 42, 55, 129, 132  
 Атмосферы звезд 117—150  
 — планет 101, 103, 480, 490, 492, 496, 513, 527, 553, 555  
 Аэролиты 599
- Бааде В.* 425  
 Бальмера серия 120, 121, 123, 127, 128, 251, 347  
 Бальмеровский скачок 127, 129  
 Барабашова — Маркова закон 539  
 Барстеры 305  
*Белопольский А. А.* 19, 561  
*Бисбрук Дж. ван* 154  
 Блазарты 453  
 Болид 590  
 Больцмана постоянная 31, 32  
 — уравнение (формула) 32, 119  
 «Бомбы» 94  
*Бор Н.* 120  
*Боуэн И.* 348  
*Боярчук А. А.* 279  
*Браге Тихо* 267, 374  
*Бредихин Ф. А.* 576  
 Бугера закон 25  
 Бури магнитные 101, 102, 106, 110  
*Бэбкоки* 74, 140
- Ван Аллен Дж.* 107  
 Венера 466—469, 476, 480, 481, 496  
 —, атмосфера 496  
 —, вращение 496, 502  
 —, спектр 480, 481  
 —, температура 497  
*Вернов С. Н.* 107  
 Ветер звездный 398  
 — солнечный 111  
 Вещество во Вселенной, плотность 462  
 — диффузное 310—412  
 — межзвездное см. Среда меdзвездная  
 — метеорное 609—624  
 — пылевое 609, 617  
 Взрыв первоначальный 463  
 — термоядерный 238  
 Вильсона эффект 77, 82  
*Виткевич В. В.*  
 Вмороженность силовых линий в плазме 36  
 Водород межзвездный 329, 338, 339, 384  
 — —, радиоизлучение 384  
 —, облака 428  
 Возбуждения энергия 32  
 Возмущения магнитные 102  
 «Возраст Вселенной» 463  
 Волны акустические 58  
 — альвеновские 38  
 — гравитационные 58  
 — магнитогидродинамические 38, 59  
 — прогрессивные 248, 250  
 — ударные 39, 59, 248, 251  
 Волокна 49  
*Вольф Р.* 21  
 Вольфа числа 20, 21  
*Воронцов-Вельяминов Б. А.* 357, 430  
 Вселенная 413, 456, 461—464  
 —, возраст 463  
 —, горячая 463, 464  
 —, модели 462, 463  
 —, «начало» 463  
 —, плотность вещества 462  
 —, стационарность 462  
 —, строение 461

*Всехсвятский С. К.* 559

Вспышки звезд 267

— солнечные хромосферные 97, 99, 100

*Габбро* 542

Газ вырожденный, уравнение состояния 219

— межзвездный 325—343

Галактика 270, 280, 317, 319, 330, 332, 386, 388, 404, 413, 420, 451

—, вращение 332

—, газовые массы 404

—, движение газа 405

—, конденсация межзвездного вещества 394

—, корона 386, 387, 432

—, космические лучи 388

—, магнитные поля 390

—, межзвездный газ 407

—, пылевая среда 317, 319

—, радиоизлучение 329, 435

—, расширение 405

—, рентгеновское излучение 400, 402—404

—, центр 406

—, центральные области 399

Галактики 413—464

—, абсолютная звездная величина 440

—, взаимодействующие 418, 430

—, вращение 422

—, группы 426

—, запасы энергии 460

—, звездообразование 431

—, классификация 415

—, компактные 448, 450, 453

—, короны 432

—, космические лучи 368, 388

—, красное смещение 423

—, кратные 423, 429

—, лучевые скорости 422

—, магнитные поля 390

—, Маркаряна 449

—, массы 422

—, Местная Система 429

—, невидимое вещество 431

—, неправильные 415, 417, 418

—, нестационарные процессы 435

—, нормальные 435

—, определение расстояний 425

—, радиоизлучение 386, 435

—, разбегание 423—425

—, Сейферта 423, 441—445, 448, 450, 452

—, сжатие 415

—, скопления 426

—, спектры 419, 421

—, спиральные 415, 419, 421

Галактики, физические характеристики 415

— Цвикки 448, 449

—, центральные области 399

— эллиптические 415, 419

—, ядра 422, 444, 445

— N 448—450, 453

*Галилей Г.* 17, 21

Гало у галактик 432

Гамма-источники 306, 307

Гамма-пульсар 307

*Ганский А. П.* 77

*Гартман И.* 325

*Герцшпрунг Э.* 145, 177

Герцшпрунга пробел 233, 243

Герцшпрунга — Рассела диаграмма 139, 145, 146, 178, 179, 277

Гипотеза Амбарцумяна 452

Гипотезы экзогенная и эндогенная 544, 545

Главная последовательность 127, 145

Глобулы 318

Глубина оптическая 24

*Голд Т.* 376

«Горячая Вселенная» 463

Градиент лучистый 201, 215, 239

— температуры 204, 215

Гранулы 15, 58

Давление лучистое (световое) 198, 322  
— электронное 129

Движение газа турбулентное и ламинарное 83

Деление Кассини 560

— Энке 560

Депрессия 62

Диаграмма Герцшпрунга — Рассела (спектр — светимость) 139, 145, 146, 178, 179, 277

— — —, ветвь субкарликов 150

— — —, главная последовательность 145

— цвет — видимая звездная величина 150

— цвет — светимость 146, 147

*Дибай Э. А.* 445

Диллюция 346

Дисперсии мера 341

Диффузия амбиполярная 597

Долгота гелиографическая 18

Доплера — Физо принцип 57, 330, 406

— эффект 19, 57, 97, 123, 258, 490

*Езерский В. И.* 528

*Жвакин С. А.* 248

Жесткая фаза свечения 95, 96

Зависимость «период — спектр» 243  
— «масса — светимость» 175, 177, 178, 206, 207

Закон Барабашова — Маркова 539

— Бугера 25  
— Кирхгофа 22  
— Максвелла 31  
— Планка 323  
— площадей 164  
— потемнения к краю диска 26, 27  
— Рэлея 476, 479  
— Рэлея — Джинса 331, 333  
— Хаббла 425, 440, 461  
— Шпёлера 80  
— Эйнштейна 210

Законы Кеплера 164

— Лэна 202, 203

Затухание вследствие излучения 125

Захват резонансный 209, 210

Звезда-кокон 395

Звездная величина абсолютная 122, 126, 145—147, 175, 418, 580, 591  
— — интегральная 344, 418

Звездные пары оптические 152

— — физические 154

Звездообразование 431

«Звездотрясение» 288

Звезды 13, 117—309

—, абсолютная звездная величина 122, 126, 145—147, 175, 226

—, азотные 137

—, аккреция 264

—, атмосферы 117—150, 181

— «бариевые» 135

— белые карлики 137, 139, 156, 218, 220, 223

—, величина болометрическая 175

— визуально-двойные 152, 157, 159, 163

—, орбиты 155, 163

—, влияние вращения на спектр 142

—, внешние характеристики 145

—, внутреннее строение 195—240

—, возраст 238

— Вольфа — Райе 137, 192, 238, 239, 257—259, 357

—, вращения 142, 186, 259, 263

— вспыхивающие карликовые 290—307

—, вынос вещества 252

—, газовые оболочки и кольца 252

— гелиевые 133, 134

— гиганты горячие и красные 150

— — нормальные 126, 131 145

— главной последовательности 127, 131

Звезды голубые слабые 139, 146

— гомологичные 202

— горячие 134, 363, 395

— — субкарлики 139

—, движение 147

— двойные 152—193, 264

—, —, контактные системы 183, 185

—, —, массы 175

—, —, орбиты 174

—, —, температура эффективная 174

—, —, тесные пары 160

—, —, — системы 184

—, —, типы 184, 185

—, —, физические характеристики 175, 180

— — фотометрические 161, 170, 172

—, —, широкие пары 160

—, —, элементы орбиты 163

— долгопериодические переменные 250, 251

— затменные двойные 161, 172, 174

— — переменные 161, 174

—, излучение на грамм вещества 207

—, источники энергии 207

— карлики 121, 126, 131, 145, 150

— карликовые вспыхивающие 290

— — новые 292

—, классификация двумерная 126

—, — спектральная 117

— коконы 431

—, конвективное ядро 217

—, конвективные зона и оболочка 215

— кратные 152, 361

— кремниевые 135

—, лучевые скорости 327, 328

—, лучеиспускание 204

— магнитно-переменные 140

— марганцевые 135, 137

—, массы 179

— металлические 133, 192

— мириды 250

—, модели 133, 203, 206, 214, 252

—, молекулярная масса вещества 196

— населения I и II типов 148

—, невидимые спутники 156

— нейтронные 221, 301, 376

—, непрозрачность вещества 204

— нестационарные 241—309

— — рентгеновские 300

— новые 267—290, 364

—, оболочки газовые 251, 252

— переменные 140, 161, 172, 174, 241—259

— — долгопериодические 250, 251

— — затменные 161, 170, 173, 174

— — цефеиды 241—249

—, перенос тепла 199

— плоской составляющей 147

— повторные новые 268

- Звезды, поляризация света 323  
 — пониженной светимости 139  
 — пульсирующие 244  
 —, размеры 150, 226  
 — рентгеновские 290, 300, 374  
 — сверхгиганты 126, 131, 145, 150  
 — сверхновые 267, 280, 373  
 —, светимости 150, 226, 268  
 —, сжатие гравитационное 207  
 — симбиотические 293  
 —, системы контактные 183  
 —, скопления шаровые 148  
 — со сложным спектром 159  
 —, состояние вещества 194  
 — спектрально-двойные 158, 165, 168, 258  
 —, —, определение масс 168  
 —, —, элементы орбиты 165  
 —, спектры 57, 117, 271  
 — стационарные 195  
 — субгиганты 126, 145  
 — субкарлики 140, 145, 150  
 — сферической составляющей 147  
 —, температура средняя 195  
 —, тесные пары 186  
 — типа Миры Кита 250, 251  
 — — RU Тельца 250  
 — углеродные 136, 137  
 —, условия равновесия 194  
 —, фаза контракционная 227  
 —, физические характеристики 180  
 — фотометрические двойные 161, 170, 172, 173  
 —, химический состав 130, 238  
 — холодные 135, 136  
 — цефеиды 241—249  
 —, число в видимой Вселенной 426  
 —, ширина спектральных линий 123  
 —, эволюция 226—235  
 —, эффективная температура 226  
 —, эффект турбулентности 144  
*Зееман П.* 73  
 Зеемана эффект 73, 74, 84, 140, 141  
 Земля 100—114, 476  
 —, альbedo 472, 473  
 —, атмосфера 101, 103  
 —, геомагнитная ловушка 109  
 —, ионосфера 104—106  
 —, «корона водородная» 105  
 —, магнитные явления 101  
 —, магнитосфера 107—109, 111  
 —, нейтронное альbedo 109  
 —, озоносфера 104  
 —, освещенность 470  
 —, полярная абсорбция 110  
 —, полярные сияния 102  
 —, радиационные пояса 107  
 —, слой максимальной ионизации атмосферы 106  
 Земля, стратосфера 104  
 —, тропосфера 104  
 —, экзосфера 103, 104  
 Зодиакальный свет 616  
 Зона избегания 319  
 Зоны водорода (H I и H II) 382, 394  
 Избыток цвета (колер-эксцесс) 314  
 Излучение изотропное 99  
 — корпускулярное 99, 109  
 — реликтовое 387, 463  
 — синхротронное (тормозное) 370, 457  
 — фоновое 387, 463  
 Изогауссы 75  
 Имбрийская катастрофа 547  
 Инглиса — Теллера формула 129  
 Индекс спектральный 389, 457  
 Индикатриса рассеяния 476  
 Инерция тепловая 529  
 Интеграл фазовый 471  
 Интерферометр звездный 153  
 Ионизация 33—35, 106  
 Ионосфера Земли 104—106  
 Источники гамма-излучения 306—307  
 — звездной энергии 207  
 — радиоизлучения 280, 284, 329, 435  
 — рентгеновские 300  
*Кардашев Н. С.* 334  
 Карлики белые 137, 139, 145, 156, 218, 304  
 — вспыхивающие 290—316  
 — красные 145  
 — нормальные 126  
 Кассини деление (щель) 560  
 Катастрофа Имбрийская 547  
*Каулинг* 206  
 Квазары 447—457, 463  
 — радиоспокойные 448  
 Квинтет Стефана 429, 430  
*Кепл* 142  
 Кеплера законы 164  
*Килер Дж.* 561  
*Кинан Ф.* 126  
 Кирхгофа закон 22  
*Козырев Н. А.* 528  
 Колебания адиабатические 248  
 Коллапс гравитационный 220, 298, 451  
 Колор-эксцесс (избыток цвета) 314  
 Кольца газовые вокруг звезд 252  
 Кольцо креповое 560  
 Кометы 571—590  
 —, абсолютная звездная величина 580  
 —, блеск 580  
 —, голова 571, 573, 574, 580  
 —, давление света на частицы 581



- Кометы, кома 571  
 — короткопериодические 573, 587  
 —, модель Уиппла 574  
 —, орбиты 572, 587  
 — периодические 571  
 —, происхождение 584  
 —, распад 584  
 —, спектры 577  
 —, формы 574, 576, 583  
 —, хвосты 571, 573, 575, 576, 580, 581  
 — «царапающие» 585  
 —, ядро 571, 574  
 Конвекция 200—202  
 Конфигурации гомологические 202  
 Концентрация электронная 67, 258, 340  
 Корона полярного сияния 102  
 Корона солнечная 59, 89  
 — — внешняя и внутренняя 61  
 — —, конденсации 87  
 — —, радиоизлучение 66  
 — —, спектр 62, 64  
 — —, физическое состояние 62  
 Короний 67, 348  
 Коронограф Лино 62  
 Короны галактик 432  
 Космология 461  
 Коэффициент дилуции 346  
 — поглощения 23  
 — фазовый 475  
 — яркости 474  
 Красное смещение 424, 425, 463  
 Кривая лучевых скоростей 165  
 Крылья спектральной линии 47, 49, 327  
*Кукаркин Б. В.* 271  
*Куртес* 405  
*Кэррингтон Р.* 18, 80, 92  
  
 Лаймана серия 33, 43, 347, 353, 354, 381  
 Ларморовская прецессия 370  
 Лацертиды 453  
 Лейтона метод 84  
 Ленца правило 36  
 Линии запрещенные 348  
 — неймановы 600  
 — поглощения межзвездного 326  
 — резонансные (последние, остаточные) 42  
 — спектральные 45, 50, 122, 326, 327  
 — — межзвездные 325  
 — —, обращение 45  
 — —, расширение 125  
 — теллурические 30, 39  
 Ловушка геомагнитная 108, 109  
*Локьер Дж.* 77  
*Ломоносов М. В.* 496  
  
 Луна 468, 472, 476, 481, 527—549  
 —, альbedo 531  
 —, атмосфера 527  
 —, блеск интегральный 539  
 —, внутреннее строение 542  
 —, долины 533  
 —, инерция поверхности тепловая 529  
 —, кратерочки 531  
 —, кратеры 530, 531, 533  
 —, ландшафт 531, 541, 549  
 —, лучи 534  
 —, магнетизм 543  
 —, микроструктура поверхности 538, 539  
 —, морфология поверхности 531  
 —, обратная сторона 534—537  
 —, пепельный свет 472  
 —, показатель цвета 540  
 —, продолжительность солнечных суток 528  
 —, происхождение 545—547  
 —, прямая Стена 534  
 —, спектрограмма 481  
 —, температура 528  
 —, цирки 531  
 Лучеиспускание звезд 204—207  
 Лучи космические 99, 384, 388, 393, 394, 604  
 Лэна законы 202, 203  
  
 Магеллановы Облака Большое и Малое 335, 361, 373, 420, 423, 429—431, 435  
 Магнитные бури и возмущения 101, 102, 106  
 «Магнитный мост» 110  
 Магнитосфера 107—109, 111, 557  
 Мазеры космические 337, 338  
*Маккеллар* 387  
 Максвелла закон 31, 56  
 — уравнения 36  
 Малые тела Солнечной системы 571  
 Маркаряна галактики 449  
 Марс 466—468, 472, 476, 480, 506—522  
 —, атмосфера 513  
 —, вода 517  
 —, каналы 507  
 —, наклон оси вращения 506  
 —, перигей орбиты 506  
 —, поверхность 507—513, 519, 520  
 —, полярные шапки 510, 511, 513  
 —, продолжительность года 506  
 —, противостояния 506  
 —, пылевые бури 514  
 —, спутники 520—522, 544  
 —, температура 515  
 —, физические характеристики 467

- Масконы 543  
 «Масса — светимость», закон 175, 177, 178, 206, 207  
 Мера дисперсии 341, 342  
 — поляризации 477  
 — эмиссии 68, 69, 350  
 Меркурий 466, 467, 494  
 —, поверхность 495, 496  
 —, температура 495  
 —, физические характеристики 467  
 —, элонгация наибольшая 494  
 Местная система 391, 427, 429  
 Метагалактика 394, 413, 419, 426  
 —, количество галактик 426, 427  
 —, радиус 426  
 Метеорит Гоба 605  
 — Мурчисоновский 600  
 — Сихотэ-Алинский 606  
 — Тунгусский 608  
 — Фарминтон 601  
 Метеоритные кратеры 606—608  
 Метеориты 590, 599—609  
 —, видманштеттеновы фигуры 600  
 —, возраст 602  
 —, классификация 599  
 —, неймановы линии 600  
 —, химический состав 600—602  
 Метеорные потоки 593  
 — —, орбиты 593, 609  
 — —, радиант 593  
 — рои 609  
 — тела 590, 594, 598  
 Метеоры 590, 598  
 —, абсолютная звездная величина 591  
 —, корреспондирующие наблюдения 592  
 —, радиолокация 596  
 —, скорость 595, 598  
 —, спектры 595  
 — спорадические 593  
 — телескопические 590  
 Метод Лейтона 84  
 — Цанстра 347, 348  
 Механизм наклонного ротатора 376, 377  
 Мёгеля — Деллинджера эффект 106  
 Минимум фотометрический 162  
 Минимумы солнечной активности 80, 81  
 Мириды 251  
 Млечный Путь 317, 319, 413, 420  
 — —, поляризация света 392  
 Модель Вселенной 463  
 — звездной атмосферы 129, 132, 133  
 — звезды 126, 203, 206, 214  
 — стандартная 206  
 — с точечным источником 206  
 — Уиппла кометного ядра 574
- Морган У. 126  
 Мустель Э. Р. 279  
 Мэтьюз 447
- Наблюдения фотометрические 468, 477  
 Наклонение орбиты 159, 165, 168  
 Напряженность магнитного поля 35, 37  
 «Начало» Вселенной 463  
 Небо ночное, спектр 103  
 Небулий 348  
 Ней Аллена объект 397  
 Нейтрино, масса покоя 463  
 Нептун 466, 467, 549, 563  
 —, альbedo 472  
 —, спектр 481  
 —, спутники 473, 566  
 —, физические характеристики 467  
 Новые звезды 267—290, 418  
 — —, амплитуды вспышек 269  
 — —, двойственность 277  
 — — карликовые 292, 295  
 — —, оболочка 274, 275  
 — —, повторные 268  
 — —, светимость 268  
 — —, спектры 271  
 — —, физические процессы 274
- Облака газово-пылевые 311  
 — межзвездные 336  
 — серебристые 616  
 Оболочка газовая 251, 252, 274, 275  
 — конвективная 215  
 Обращающий слой 45  
 Обращение спектральных линий 45  
 Объект Беклин — Нейгебауэра 397  
 — Клейнман — Лоу 397  
 — Ней Аллена 397  
 Объекты квазизвездные 447  
 — космологические 447  
 Объекты Хербига — Аро 299  
 Озоносфера 104  
 Окна прозрачности атмосферы 319, 488, 489  
 Оорт Я. 587  
 Определение орбиты двойной звезды 165  
 Оптическая глубина 24, 26, 28  
 — пара 152  
 Орбита абсолютная 165  
 — двойной звезды 155, 163—166  
 — метеорного потока 593  
 —, наклонение 159, 165, 168  
 — относительная 164  
 — фотометрическая 170  
 —, эксцентриситет 172  
 Орлов С. В. 576  
 Ослабление света 313—316

- Параллакс спектральный 126  
— тригонометрический 153  
*Паренаго П. П.* 146, 271  
Парниковый эффект 485, 486, 496  
Паули принцип 218  
Перенос тепла конвективный 199  
Пересеченные спирали 415  
Периастр, долгота 165, 167  
Период обращения двойной звезды 163, 165, 168  
«Период — спектр» зависимость 243  
*Пикельнер С. Б.* 393  
*Пикеринг Э.* 120  
Пикерингова серия 120, 121  
Плазма 35, 37  
Плазмон 235  
Планеты 466—526, 549—569  
—, абсолютная звездная величина 13, 471  
—, альбеда 468  
—, — болометрическое 486  
—, — геометрическое 471, 473  
—, — сферическое 468—470, 473, 486  
—, атмосфера 475, 480, 490, 492  
— внешние 466, 467, 549  
— внутренние 466, 467, 494  
—, вращение 496, 549, 560, 566  
— гиганты 466, 549  
— земной группы 466, 494  
—, индикатриса рассеяния 476  
—, коэффициент яркости 474  
—, магнитное поле 554  
— малые 522—525  
—, парниковый эффект 486  
—, поверхности 468  
—, поляриметрия 477  
—, радиоизлучение 556  
—, радиолокация 489  
—, светлота 474, 475  
—, спутники 466, 468, 472, 473, 520, 521, 527, 557—559, 562, 566—568  
—, субсолярная точка 468  
—, температура 485, 487  
—, терминатор 469  
—, фазовая функция 470  
—, фазовый интеграл 471  
—, физические характеристики 466—494, 549—568  
—, экватор интенсивности 468  
Планка закон 323  
— постоянная 29, 33  
— функция 22, 31, 523  
Пласскетта звезда 177  
Плутон 466, 467, 549, 567, 568  
Поверхность нулевой скорости 184  
— Роша предельная 183—185, 293  
— Якоби 184  
Поглощение истинное 23  
— межзвездное 146, 325—327  
Поглощение фотоэлектрическое 128, 129, 204  
Поглощения коэффициент 23  
Подсолнечная точка 468  
Пойнтинга — Робертсона эффект 620, 621  
Показатель политропии 203  
— цвета 138, 139, 148  
Политропа, уравнение 203  
Полость Роша 185, 292  
Полосы Рунге — Шумана 105  
— Свана 578  
Полуось орбиты большая 165, 168  
Полутень солнечного пятна 15  
Полуширина линии 57  
Поля магнитные 35, 77, 101, 324, 376, 390  
Поляризация света 323, 373, 477  
Поляриметрия 477  
Полярные сияния 102, 103  
Поправка болометрическая 146  
Порог Ферми 219  
Последовательность азотная 137  
— углеродная 137  
Постоянная Больцмана 31, 33  
— Планка 29, 33  
— Ридберга 121  
— Роша 184  
— Стефана — Больцмана 132  
— Хаббла 425, 440, 461, 462  
Потенциал ионизации 34, 35, 118  
Поток магнитный 36  
Потоки корпускулярные 99, 109  
— метеорные 593, 610  
Пояса радиационные 107  
Правило Ленца 36  
Предел Роша 184  
— Эддингтона 205  
Прецессия ларморовская 370  
Принцип Доплера — Физо 57, 330, 406  
— Паули 218  
Пробел Герцшпрунга 233, 243  
Проблема нуля-пункта 242  
Противостояние 621  
Протозвезды 394  
Протуберанцы 53, 85, 86  
Профиль спектральной линии 47, 123, 124  
Процессы колебательные 246, 247  
Пульсары 221, 284, 290, 300—307, 341, 375  
— рентгеновские 310  
Пульсации адиабатические 246  
Путь геометрический 23  
— оптический 23, 24  
Пятна солнечные 19, 77  
— —, группы 79, 80, 84  
Пятно горячее 135

- Равновесие гидростатическое 55, 131  
 — диссоциационное 31, 32  
 — лучистое 22, 23  
 — термодинамическое 22  
 Радиант 593  
 Радиоактивность искусственная 604  
 Радиоальbedo 490  
 Радиобури 98  
 Радиовсплески 98, 100, 556  
 Радиогалактики 435, 438, 451, 452, 457, 459  
 Радиоизлучение Галактики 329  
 — диффузных туманностей 366  
 — планет 556  
 — Солнца 66, 98, 100  
 Радиондекс 457  
 Радиолокация 489, 596  
 Радиопульсар 301  
 Радиус гравитационный (шварцшильдовский) 289  
 Разбегание галактик 423—425  
 Рассеяние света 22, 62, 312  
 Реакции термоядерные 207—214, 237, 238  
 Реакция протон — протонная 210, 214, 215, 228  
 Ребер Г. 66  
 Реголит 541  
 Рекомбинация 34, 346, 347, 350  
 Рессел Д. С. 145  
 Рессела — Фогта теорема 208  
 Ресселова смесь 204  
 Ридберга постоянная 121  
 Риттер Г. 246  
 Рои метеорные 609  
 Росселанда теорема 347  
 Ротатора наклонного гипотеза 141, 142  
 Роша поверхность предельная 183—185, 293  
 — полость 185, 292  
 — постоянная 184  
 Рунге — Шумана полосы 105  
 Рэлея — Джинса закон 331, 333  
 Рэлея закон 476, 479  
  
 Самопоглощение 460  
 Сатурн 466—468, 472, 549  
 —, альbedo колец 561  
 —, кольца 560—562  
 —, спектр 481, 484  
 —, спутники 472, 562  
 —, физические характеристики 559  
 Саусворс 66  
 Саха уравнение 34, 118  
 Сверхгалактика 428  
 Сверхгиганты 126, 127, 131, 145  
 —, расширение линий в спектрах 145  
 Сверхзвезда 451  
 Светимость болометрическая 175  
 Светлота 474  
 Северный А. Б. 92, 96  
 Селекция наблюдательная 179, 180  
 Серия Бальмера 120, 121, 127, 128, 251, 347  
 — Лаймана 33, 42, 347, 353, 354, 381  
 — Пашена 354  
 — Пикеринга 120, 121  
 Сжатие гравитационное 207, 218  
 Сидериты и сидеролиты 599  
 Синдинама и синхрона 575  
 Скопления галактик 427  
 — звезд шаровые 149  
 Скорость лучевая 142, 165, 327, 422  
 — максвелловского распределения 31  
 Слайфер В. М. 425  
 Служба Солнца 107  
 Смесь ресселова 204  
 Солнечная система 467, 571  
 Солнце 13—115, 136  
 —, активность 20, 79—81, 83, 89  
 —, активность области 79, 81, 83  
 —, атмосфера 21, 26, 42, 55, 129, 132  
 —, — верхняя 44  
 —, — однородная 55  
 —, «бомбы» 94  
 —, волокна 49  
 —, вращение 17, 69  
 —, всплески излучения 98  
 —, вспышки 90, 92, 97, 98  
 —, гелиографические координаты 18  
 —, грануляция 14, 16, 29, 49, 58  
 —, движение частиц газа 31  
 —, движения в атмосфере 55  
 —, звездная величина 13  
 —, излучение 13  
 —, — на грамм вещества 207  
 —, — тепловое 90, 98  
 —, ионизация вещества 31  
 —, конвекция 29, 201  
 —, корона 45, 59, 60, 62, 68  
 —, корональные дыры 113  
 —, — конденсации 87  
 —, корпускулярное излучение 99, 109  
 —, магнитные поля 35, 72, 77, 79, 80, 391, 392  
 —, масса 13  
 —, — редуцированная 620  
 —, модель атмосферы 26, 27  
 —, объем 13  
 —, обращающий слой 44  
 —, перенос энергии 21  
 —, период активности 20  
 —, плазма 35, 39  
 —, плотность 13  
 —, положение экватора 18  
 —, полярные щеточки 69

- Солнце, поры 15  
 —, потемнение к краю 13, 14, 26, 27  
 —, протуберанцы 53, 85  
 —, пятна 15, 21, 77, 81  
 —, —, их периодичность 19  
 —, радиобури 98  
 —, радиодиск 67, 68  
 —, радиоизлучение 66, 98, 100  
 —, радиус 13  
 —, — гравитационный 289  
 —, редуцированная масса 620  
 —, рентгеновский диск 69  
 —, рентгеновое излучение 69, 71, 90, 91, 95, 97  
 —, связь с явлениями на Земле 100  
 —, скорость вращения угловая 18, 19  
 —, состояние вещества 31  
 —, спектр 13, 38, 62  
 —, — вспышки 45  
 —, спикеры 52, 58  
 —, супергрануляция 81, 84  
 —, температура 13, 27, 57, 58, 66, 98  
 —, ультрафиолетовое излучение 39—41  
 —, ускорение силы тяжести 13  
 —, «усы» 94  
 —, факелы и факельные поля 16, 49  
 —, физические характеристики 13  
 —, флоккулы 49  
 —, форма 13  
 —, фотосфера 17, 202  
 —, химический состав 38, 41, 42  
 —, хромосфера 44, 47, 55, 66, 68  
 —, экваториальное ускорение 18  
 —, эффект Зеемана 73, 84  
 —, яркость 13  
 Состояние атома — возбужденное и основное 32  
 Спектр солнечный 38  
 — фраунгоферов 38  
 Спектральные линии бальмеровские 56, 120, 123, 251, 347  
 — — запрещенные 348  
 — — лаймановские 33, 42, 347, 353, 355  
 — —, обращение 45  
 — — остаточные 42  
 — — пашеновские 354  
 — — пикеринговы 120  
 — — протуберанцев 85, 89, 90  
 — —, профиль 124  
 — —, расширение 123  
 — — резонансные 42  
 — — теллурические 30, 39  
 Спектрогелиограмма 48, 50  
 Спектрогелиограф 47  
 Спектрогелиоскоп 48, 49  
 Спутники звезд 156  
 Спутники звезд невидимые 156, 466  
 — планет 466, 520, 521, 527, 558, 559, 562, 564, 566  
 Среда межзвездная 311, 379, 394  
 — —, газовая составляющая 325  
 Стационарность Вселенной 462  
 Столкновения сверхупругие 23  
 Стратосфера 104  
 Строение Вселенной 461  
*Струве О.* 144  
 Субгиганты 126, 145  
 Субкарлики 140, 145, 146, 150  
 Субстрат галактический газовый 311, 327  
 Сумеречная дуга 616  
 Супергрануляция 84  
*Сэбин Э.* 101  
*Сэндидж Э.* 447  
 Температура 32, 485, 487  
 — ионизационная 120  
 — кинетическая 31, 349, 381  
 — колориметрическая 119  
 — равновесная 550, 551  
 — спектрофотометрическая 119  
 — цветовая 381  
 — электронная 31, 349  
 — эффективная 27, 241  
 — яркостная 66  
 Тень солнечного пятна 15  
 Теорема Рессела — Фогта 206  
 — Росселанда 347  
 Тепло джоулево 35  
 Терминатор 469  
*Тиссен Г.* 77  
 Тихова — Нордмана эффект 341  
 Томсоновское рассеяние 62, 63  
 Точка субполярная 468  
 Трапеция Ориона 153, 154  
 Тропосфера Земли 104  
 Туманности внегалактические 413  
 — волокнистые 365, 366  
 — газовые 343—379  
 — диффузные 358  
 — планетарные 139, 343—358  
 — пылевые 319  
 — светлые 310, 319  
 — темные 310, 317  
 — эмиссионные 340  
 Турбулентности эффект 144  
 Углеродно-азотный цикл 212—217  
 Угол позиционный 152, 165  
 — фазовый 469  
 Удар второго рода 23  
 — первого рода 32  
 — электронный 345

Упаковочный эффект 210  
 Уравнение барометрическое 55, 132  
 — Больцмана 32, 119  
 — переноса 23, 24  
 — политропы 203  
 — Саха 34, 118  
 Уравнения Максвелла 36  
 Уран 466, 467, 549, 563  
 —, кольца 564  
 —, спектр 481  
 —, спутники 564—566  
 —, физические характеристики 563  
 «Усы» 94

Фабри — Перо эталон 405, 406  
 Фаза эволюции контракционная 227  
 — — термоядерная 229  
 Фазовая функция 470  
 Фазовый интеграл 471  
 — коэффициент 475  
 Факелы 49  
 Ферми порог 219  
 Ферраро 107  
 Фигуры видманштеттеновы 600  
 Флоккулы 49  
 Флуоресценция 347  
 — резонансная 578  
 Форбуша эффект 106  
 Формула Инглица — Теллера 129  
 Фридман А. А. 462  
 Функция Планка 22, 31, 523

Хаббл Э. 321, 413, 425  
 Хаббла закон 425, 440, 461  
 — постоянная 425, 440, 461, 462  
 Хайкин С. Э. 66  
 Хатчингс 279  
 Хербига — Аро объекты 299  
 Химические элементы, распространенность в космосе 236  
 Ходжсон 92  
 Хондриты 600  
 Хондры 600  
 Хромосфера 45, 47, 55  
 Хьюиш Э. 221  
 Хэйл 77, 80

Цветанов 445  
 Цвикки Ф. 430, 448  
 Цефеиды 241—249  
 —, абсолютные звездные величины 242  
 —, долгопериодические 241, 242  
 —, карликовые 243  
 —, колебательные процессы 247  
 —, короткопериодические (RR Lyr) 241, 243

Цефеиды плоской составляющей 241, 242  
 —, показатель цвета 243  
 —, проблема нуля-пункта 242  
 —, пульсации 244, 246  
 —, светимость 242  
 —, сферической составляющей 242  
 Цикл углеродно-азотный 212

Частицы пылевые, ориентирование 324  
 — ферромагнитные 324  
 Чепмен 107  
 Черные дыры 289, 306  
 Числа Вольфа 20, 21  
 Чихачев Б. М. 66  
 Чудаков 107

Шайн Г. А. 144, 391  
 Швабе Г. 20, 101  
 Ширина линии эквивалентная 118  
 Шкала времени контракционная 209  
 — высот 55, 56  
 — расстояний 419  
 Шкловский И. С. 352  
 Шмидт М. 447  
 Шпёлера закон 80  
 Штарка эффект 126

Щель Кассини 560

Эволюция звезд 226—235  
 — химических элементов 235  
 Эддингтон А. 177, 205, 206, 246  
 Эддингтоновский предел 205  
 Эдлен 64  
 Эйкин Р. 155  
 Эйнштейна закон 210  
 Экватор интенсивности 468  
 Экзосфера Земли 103, 104  
 Электроны релятивистские 370, 452, 457  
 Элементы орбит двойных звезд 163, 165  
 Элонгация наибольшая 469  
 Эмиссии мера 68, 69, 350  
 Энергия возбуждения 32, 117, 118  
 — гравитационная 451, 452  
 — звездная 207  
 Энке деление 560  
 Эталон Фабри — Перо 405, 406  
 Эффект Вильсона 77, 82  
 — Доплера — Физо 19, 57, 97, 123, 158, 258, 490  
 — Зеемана 73, 74, 84, 140, 141  
 — Мёгеля — Деллинджера 106  
 — обратный Комптона 377  
 — Пойнтинга — Робертсона 620, 621

Эффект Тихова — Нордмана 341  
 — турбулентности 144  
 — упаковочный 210  
 — Форбуша 106  
 — Штарка 126

Юпитер 466—468, 472, 476, 549—559  
 —, атмосфера 553, 555  
 —, Большое Красное пятно 550, 552, 553  
 —, зоны и полосы 550  
 —, магнитосфера 557  
 —, радиоизлучение 556  
 —, системы долгот 553, 556  
 —, сплюснутость 549  
 —, спутники 472, 558, 559  
 —, физические характеристики 549  
 —, Южное тропическое возмущение 552

Ядра галактик 422, 444, 445  
 — планетарных туманностей 139, 345  
 Ядро Галактики 405, 406  
 — конвективное 217  
 — солнечного пятна 15, 16  
 Якоби поверхность 184

## УКАЗАТЕЛЬ ОБЪЕКТОВ, УПОМЯНУТЫХ В КНИГЕ

### Звезды

*Яркие звезды с собственными именами*

Алголь,  $\beta$  Per (Персея) 161, 162  
 Альтаир,  $\alpha$  Aql (Орла) 144  
 Арктур,  $\alpha$  Boo (Волопаса) 148  
 Бетельгейзе,  $\alpha$  Ori (Ориона) 318  
 Вега,  $\alpha$  Lyr (Лирь) 124  
 Денеб,  $\alpha$  Cyg (Лебедя) 317, 328  
 Капелла,  $\alpha$  Aur (Возничего) 157—159  
 Кастор,  $\alpha$  Gem (Близнецов) 161  
 Мира,  $\alpha$  Ceti (Кита) 251  
 Мицар,  $\zeta$  UMa (Б. Медведицы) 133, 156, 158  
 Плейона (h Tau) 255  
 Процион,  $\alpha$  CMi (М. Пса) 154, 176  
 Ригель,  $\beta$  Ori (Ориона) 150  
 Сириус,  $\alpha$  CMa (Б. Пса) 124, 156, 176, 192  
 Сириус В,  $\alpha$  CMa В (Б. Пса) 139, 176, 207  
 Спика,  $\alpha$  Vir (Девы) 166

*Звезды в порядке созвездий*

Andromedae (And) — Андромеды  
 Z 293

Aquarii (Aqr) — Водолея  
 R 294, 295, 358

AE 293

Aquilae (Aql) — Орла  
 $\eta$  244, 279  
 SZ 244

V 603 277, 278

Aurigae (Aur) — Возничего

$\alpha$  176, 191

$\epsilon$  145, 181

$\zeta$  180, 181, 186, 191, 193

T 277, 278

RW 298, 299

TT 191

Bootis (Boo) — Волопаса

$\xi$  176

Camelopardalis (Cam) — Жирафа

53 141

Z 293

Canceri (Cnc) — Рака

$\zeta$  176

Canis Maioris (CMa) — Б. Пса

$\alpha$  176

$\beta$  244, 249, 250

UV 207

YY 336

Canis Minoris (CMi) — М. Пса

$\alpha$  176

YZ 298

Canum Venaticorum (CVn) — Гончих

Псов

$\alpha^2$  140, 141

Carinae (Car) — Килия

$\eta$  192

RX 295

OY 293

V 348 191

Cassiopeiae (Cas) — Кассиопей

$\alpha$  123

$\gamma$  255

$\eta$  176

RX 186, 190

SX 190

BM 247

CE 247

Centauri (Cen) — Центавра

$\alpha$  154, 155, 157, 159, 176, 192,

385

$\eta$  255

3 Cen A 137

Cephei (Cep) — Цефея

$\beta$  249

$\delta$  241—245, 248, 327

$\eta$  123

$\iota$  123

U187, 190, 191, 256, 266

VV 181, 191

DO 297

- Ceti (Cet) — Кита  
   ε 13, 176, 193  
   UV 175, 295—299  
 Comae (Com) — Волос Вероники  
   31 124, 193  
   42 176  
   (X) 453  
 Coropae Borealis (CpB) — Северной  
   Короны  
   η 176  
   ι 137  
   g 143  
   R 395  
   T 277, 278  
 Cygni (Cyg) — Лебедя  
   α 328, 591  
   γ 316  
   χ 318  
   31 181, 182, 193  
   32 181  
   55 257  
   61 177  
   P 253, 257, 293, 328  
   V 191  
   Y 191, 196, 224  
   SS 290  
   BF 293  
   CI 295  
   DT 244  
   V 444 258, 259  
   V 1057 300  
 Draconis (Dra) — Дракона  
   δ 123  
   26 176  
   73 135, 140  
   CM 191  
 Equulei (Equ) — Лошадки  
   δ 176  
 Eridani (Eri) — Эридана  
   α<sub>2</sub> 176  
 Geminorum (Gem) — Близнецов  
   α 161  
   γ 128  
   U 271  
   YY (Кастор C) 191  
 Hercules (Her) — Геркулеса  
   α 233  
   ζ 124, 176  
   ι 257  
   99 176  
   RX 191  
   AM 303  
   DQ 278, 292  
   HZ 302, 303  
 Hydri (Hya) — Гидры  
   RW 293  
 Lacertae (Lac) — Ящерицы  
   DD 250  
   (BL) 453  
 Leonis (Leo) — Льва  
   ρ 137  
 Leporis (Lep) — Зайца  
   δ 148  
 Librae (Lib) — Весов  
   48 254  
 Lyrae (Lyr) — Лиры  
   α 124  
   β 134, 162, 163, 183, 185, 186, 188—  
   190, 264, 266, 326  
   ε<sub>1</sub> и ε<sub>2</sub> 156  
   ζ 133  
   RR 241—243, 247, 249  
 Monocerotis (Mon) — Единорога  
   U 13, 124  
   RU 224  
   UX 186, 190  
 Ophiuchi (Oph) — Змееносца  
   δ 325, 326  
   ζ 328, 387, 398  
   ρ 397  
   7 o 176  
 Orionis (Ori) — Ориона  
   δ 191  
   ε 125, 128  
   φ<sup>1</sup> 396, 397  
   φ<sup>2</sup> 397  
   ι 137, 177  
   κ 125  
   T 298, 299  
   ER 182  
   FU 229, 300  
   V 371 298  
 Pavonis (Pav) — Павлина  
   AR 295  
 Pegasi (Peg) — Пераса  
   85 176, 178  
   AG 293  
 Persei (Per) — Персея  
   α 243  
   β 162  
   ζ 132, 387  
   μ 124  
   φ 255, 261  
   48 257  
   GK 277  
 Pictoris (Pic) — Живописца  
   RR 274, 308  
 Puppis (Pup) — Кормы  
   ζ 120, 257  
   η 395  
   9 176  
 Sagittae (Sge) — Стрелы  
   WZ 277, 278  
   FG 294  
 Sagittarii (Sgr) — Стрельца  
   ν 328  
   ν 134



Scorpii (Sco) — Скорпиона

$\tau$  125

Scuti (Scu) — Щита

RZ 190, 260, 308

Serpens (Ser) — Змея

$\lambda$  124

Tauri (Tau) — Тельца

$\phi_1$  и  $\phi_2$  156

$\xi$  255, 257, 285

$\zeta$  135

$\delta$  133

T 298, 299, 356, 395

RV 249, 250, 395

RW 255, 256

(BW) 453

HL 300

V 471 191

Telescopii (Tel) — Телескопа

BL 182

Trianguli (Tri) — Треугольника

RW 278

Ursae Majoris (UMa) — Большой Медведицы

$\varepsilon$  143

$\xi$  176

$\tau$  133

W 182, 183, 187, 191

SU 292, 293

UX 278

Velorum (Vel) — Парусов

$\gamma^2$  257

$\phi$  176

Virginis (Vir) — Девы

$\alpha$  166

$\gamma$  176

W 242, 247, 250, 267

Vulpecula (Vul) — Лисички

$\alpha$  290

*Звезды, упоминаемые под номерами каталогов*

BD +4° 4048 150, 154, 156, 295

BD +10° 2179 134

BD +28° 4211 138

BD +30° 3639 345

BD +73° 8031 139

HD 38268 361

HD 91629 124

HD 93129A 192

HD 100018 160

HD 101065 135

HD 122563 239

HD 124448 134

HD 140728 143

HD 165195 239

HD 168476 134

HD 190073 253

HD 192103 257

HD 192163 257

HD 192639 253

HD 193576 258, 259

HD 215441 141

HD 221170 239

HDE 269953 124

HR 1040 124

F 84 139

F 95 139

F 113 139

Furuk 46 176

Gr A (str) C (at) +70° 8247 142

G 195—19 142

HZ 9 138

HZ 21 138

HZ 22 139

HZ 44 139

Krüger 60 176, 207, 297

Лаланд 21185 192

L 532—81 138

L 728—8 192

L 970—30 138

L 1573—31 138

Lp 357—186 150

Melb 4 176

Ross (Россе), R 614 156, 157, 175—177

R 627 138

R 640 138

vMa 2 138

Wolf (Вольф), W 359 192

W 629 192

W 630 192

W 648 176

Барнарда летящая звезда 157, 177

Беклин — Нейгебауэра объект (B — N) 397

VI Cyg 12 316

NML Cyg 323

IRS 4 397

Клейнман — Лоу объект (K — L) 397

Ней-Аллена объект 397

Пласскетта горячая звезда 177

Proxima Centauri 154, 297

$\beta$  648 176

$\Sigma$  1785 176

*Новые звезды*

Н. Возничего = N Aur 1891 = T Aur 278

Н. Геркулеса = N Her 1934 = DQ Her 269, 277, 278

Н. Единорога = N Mon 1975 304

Н. Живописца = N Pic 1925 = RR Pic 274, 308

Н. Кормы = N Pup 1942 = CP Pup 270

Н. Лебедя = N Cyg 1975 = V 1500 Cyg 270, 304, 308

Н. Лисички = NQ Vul 1976 270, 271  
 Н. Орла = N Aql 1918 = V 603 Aql  
 268, 272  
 Н. Персея = N Per 1901 = GK Per  
 274, 275, 304  
 Н. Ящерицы = N Lac 1936 = CP Lac  
 273

### *Сверхновые звезды*

1006 г. 288, 374  
 1054 г. в Тельце 280, 284  
 1572 г. в Кассиопее 267, 280, 284, 375  
 1604 г. в Змееносце 280, 284, 375  
 ок. 1670 г. в Кассиопее 280  
 1937 г. в NGC 1003 281  
 1937 г. в IC 4182 281  
 1968 г. в NGC 5236 280  
 1968 г. в NGC 6946 280

### *Туманности*

Америка (NGC 7000) 360  
 Андромеды (M 31) 270, 271, 280, 386,  
 387, 413, 414, 419—421, 423, 424,  
 435, 438, 444, 451  
 Барнард 5 398  
 в Б. Медведице 424  
 в Волопасе 424  
 Гама (Gum) 289  
 в Гидре 424  
 в Гончих Псах 430  
 в Деве (см. также M 87, NGC 4486) 419,  
 420, 424  
 Думбелл (M 27, NGC 6853) 356  
 в Золотой Рыбке (у 30 Doradus) 335,  
 361, 431  
 Крабовидная (M 1, NGC 1952) 284—  
 287, 289, 368—378, 389, 446  
 Лагуна (M 8) 406  
 Б. Магелланово Облако 423, 429, 431,  
 435, 438  
 М. Магелланово Облако 420, 429, 430,  
 435, 438  
 Омега 360, 368  
 Ориона (M 42, NGC 1976) 163, 230,  
 298, 329, 337, 359, 360, 367, 368,  
 396, 397, 431  
 Розетка (NGC 2237) 360, 367, 368  
 в Сев. Короне 424  
 Тарантул 423  
 Телец А (Крабовидная)  
 Треугольника (M 33, NGC 598) 420, 429  
 «Угольный мешок» 318  
 Система Вольфа — Лундмарка 420  
 Система в Льве 429  
 Система в Печи 415, 420, 429, 438  
 Система в Скульпторе 418, 420, 429

### *Туманности и звездные скопления по номерам каталога Мессье*

M 2 149  
 M 3 149, 232  
 M 11 149  
 M 12 149  
 M 13 149, 232  
 M 16 363, 364  
 M 31 270, 271, 413, 420—422, 429,  
 451, 452  
 M 32 415, 420  
 M 33 413, 420, 429  
 M 51 430  
 M 67 149, 232, 239  
 M 81 420, 444  
 M 82 420, 435, 446  
 M 87 416, 419, 420, 434, 438—440, 446,  
 452, 457  
 M 92 148, 232  
 M 101 405, 435

### *Туманности и звездные скопления по номерам NGC и IC*

NGC 40 345, 349  
 NGC 147 420, 424, 429  
 NGC 185 420, 424, 429  
 NGC 188 149, 232, 239  
 NGC 205 420, 429  
 NGC 221 415, 420, 429  
 NGC 224 см. M 31  
 NGC 253 435  
 NGC 300 435  
 NGC 598 см. M 33  
 NGC 752 252  
 NGC 1003 281  
 NGC 1068 441, 444, 445  
 NGC 1097 432, 433  
 NGC 1265 446  
 NGC 1275 438, 442—445, 450, 451, 453  
 NGC 1300 416  
 NGC 1316 438  
 NGC 1952 286  
 NGC 2237 359  
 NGC 2238 359  
 NGC 2244 359  
 NGC 2264 228 230, 263  
 NGC 2362 149  
 NGC 2392 352, 353  
 NGC 2403 420  
 NGC 3031 420  
 NGC 3034 420  
 NGC 4151 443—445  
 NGC 4449 41  
 NGC 4486 420, 438, 439  
 NGC 4565 417  
 NGC 4594 320, 422  
 NGC 4997 357  
 NGC 5128 437, 438, 453

NGC 5236 280, 435  
 NGC 5457 435  
 NGC 5474 405  
 NGC 6067 149  
 NGC 6445 357  
 NGC 6543 345  
 NGC 6572 345  
 NGC 6611 363  
 NGC 6633 149  
 NGC 6822 413, 420  
 NGC 6905 357  
 NGC 6946 280, 420, 424  
 NGC 6960 365, 391  
 NGC 6992—5 365  
 NGC 7009 345, 348, 350  
 NGC 7023 298  
 NGC 7293 343, 351  
 NGC 7317 430  
 NGC 7318 430  
 NGC 7319 430  
 NGC 7320 429, 430  
 NGC 7469 442, 445  
 NGC 7662 345  
 IC 342 435  
 IC 418 344, 345  
 IC 443 391  
 IC 1613 420, 424  
 IC 1795 397  
 IC 2165 344  
 IC 4182 281  
 IC 4329 444  
 IC 4603 397  
 S147 374  
 W50 305  
 Пульсары  
 CP 0950 287  
 H 2252—035 304  
 LP 357—186 222  
 NP 0532 221, 222, 285, 288  
 P 1937+215 290  
 P 1953+29 290  
 PSR 0833 —45 287—289, 374

#### Радиосточники

Дева A = Virgo A 367, 438—440, 446, 456  
 Кассиопея A = Cas A 280, 330, 334, 367  
 Лебедь A = Cyg A 330, 367, 392, 436, 437, 442, 446, 456—460  
 Лебедь X = Cyg X 304, 374  
 в Персее W3 397  
 Персей A = Per A 438  
 Стрелец A = Sagittarius A 335, 392, 399, 400, 401  
 Стрелец B = Sagittarius B 336, 400  
 Телец A = Tau A 284, 330, 367, 368, 392  
 Центавр A = Cen A 437, 440, 446

#### IRS 16 400

#### По каталогам

Вестерхаут 3, W3 397  
 W49 336  
 3C 48 440, 441, 447, 457  
 3C 71 441  
 3C 84 444  
 3C 120 442, 444, 453  
 3C 123 463  
 3C 196 447  
 3C 236 441, 446, 452  
 3C 273 440, 441, 447, 449, 450, 452  
 3C 286 447, 455, 457  
 3C 295 457  
 3C 345 449, 450  
 3C 348 367  
 3C 371 450, 453  
 3C 405 458  
 3C 446 453  
 4C 11.50 464  
 PKS 0237 —23 448, 449, 454  
 PKS 200—330 447  
 QSOB 264 454  
 VRO 2201 +42 453  
 II ZW 0430 +05 453  
 IRS 4 397  
 IRS 16 400

#### Рентгеновские звезды

Геркулес X-1 = Her X-1 = HZ Her 302, 303, 376  
 Единорог A (Monoceros A) 0620 —00 304  
 Лебедь X-1 = Cyg X-1 302, 306  
 Лебедь X-3 = Cyg X-3 307, 366  
 Паруса (Vela X-1, 3 U 0900 —40) 302  
 Скорпион X-1 = Sco X-1 300, 304, 319  
 AE Aqr 304  
 EF Eri 304  
 AM Her 303, 304  
 GK Per 304  
 Sco XP-1 374  
 V 1223 Sgr 304  
 LMC Cen X-3 306  
 A 0620 —00 304, 305  
 H 2252 —035 304  
 MXB 1730 —335 305  
 S147 374

#### Скопления галактик

в Андромеде 429  
 Б. Медведица II 427  
 в Волосах Вероники и Деве (Coma — Virgo) 427, 432  
 в Пегасе 427  
 в Печи (Fornax) 438  
 «Квинтет Стефана» 429, 430

**Спутники планет**

Адрастея 558  
 Амальтея 558  
 Ананке 558  
 Ганимед 558  
 Гималия 558  
 Диона 562  
 Европа 558  
 Ио 558, 559  
 Каллисто 558, 559, 564  
 Карма 558  
 Леда 558  
 Лицифоя 558  
 Метис 558  
 Миранда 563, 565  
 Нереида 566  
 Пасифая 558  
 Рея 472, 473, 562  
 Синопа 558  
 Тефия 562  
 Титан 472, 473, 562  
 Титания 564  
 Тритон 473, 566  
 Умбриель 565  
 Феба 562  
 Фива 558  
 Харон 567, 568  
 Элара 558  
 Янус 562  
 Япет 562

**Астероиды**

Азия 524  
 Амур 522  
 Аполлон 522, 601, 602  
 Атон 522, 524, 526  
 Веста 522, 523—525  
 Географ 522, 526  
 Гермес 522  
 Гигия 524  
 Зелинда 526  
 Икар 522, 526  
 Интерамния 524  
 Ирида 524  
 Летиция 524  
 Паллада 522, 523—525  
 Патрокл 524  
 Психея 524  
 Фазетон 522  
 Хатор 522  
 Церера 522, 523—525  
 Эгерия 524  
 Эльза 524

Эрот 522, 526

Юнона 524  
 1977 UB 522  
 1983 TB 602

**Кометы**

1843 I 580  
 1846 II = 1852 III = Биелы 585, 610, 612  
 1861 I Темпеля — Тутля 610  
 1862 III 610  
 1882 II 580  
 1900 III = Джакобини — Циннера 610, 612, 613  
 1910 I 580  
 1910 II = Галлея 572, 580, 585, 587, 590, 610, 613  
 1925 II Швасмана — Вахмана 583  
 1939 X Тутля 610  
 1943 I Уиппла — Тевзаде 622  
 1956 h = Аренда — Ролана 577  
 1957d = Мркоса 576, 582  
 1961 I 610  
 1961e Хьюмасона 578  
 1961i = Беннетта 580  
 1963a 572  
 1963b 572  
 1963e 572  
 1973f = Когоутека 580  
 1975n = Уэста 585, 586  
 1979 XI 585  
 1980b = Боуэлла 578  
 Тутля — Джакобини — Кресака 583  
 Энке 582, 585, 610

**Метеорные потоки**

δ-Аквариды 610  
 η-Аквариды 610  
 Андромедиды 610, 612, 613  
 Андромедиды 1950—55 610  
 Арнэтиды 598, 610  
 Геминиды 602, 610, 613, 614  
 Дракониды 610, 612, 613  
 Леониды 593, 610, 612, 613  
 Лириды 610  
 Ориониды 610  
 Персеиды 591, 598, 610  
 ζ-Персенды 610  
 β-Тауриды 610  
 N-Тауриды 610  
 S-Тауриды 610  
 Урсиды 610