

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ
ФЕДЕРАЦИИ
ТОМСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

Тамаров В.А.

АСТРОФИЗИКА
Учебное пособие

Томск
2003

УДК 52:53(075.8)

ББК 22.63я73

Т 171

Тамаров В.А. Астрофизика: Учебное пособие. –
Т 171 Томск: Томский государственный университет,
2003. – 280 с.

Настоящее пособие содержит материал, относящийся к курсу общей астрофизики. Пособие адресовано в первую очередь студентам, не специализирующимся в области астрофизики, но в учебные планы которых этот предмет входит как обязательный.

УДК 52:53(075.8)

ББК 22.63я73

Рецензент

профессор кафедры теоретической физики ФФ
ТГУ, доктор физико-математических наук
В.А.Бордовицын

Тамаров В.А., 2003

1. ВВЕДЕНИЕ

Наблюдаемая часть Вселенной состоит из самых разнообразных форм космической материи, таких как

- Звезды, которые могут быть двойными, тройными, кратными, переменными;
- Диффузная материя (светлые и темные туманности);
- Всеволновое электромагнитное излучение;
- Все виды энергетических полей.

Более 95% всего вещества, наблюдаемого во Вселенной, сосредоточено в звездах. *Звезды* – это массивные горячие газовые шары. Они непрерывно рождаются, эволюционируют и «умирают», перестав излучать свет. Внутри звезд произошло и происходит образование большинства элементов, из которых состоит вещество окружающего нас мира. Изучение звезд во многом облегчается тем обстоятельством, что одна из них, наше Солнце, очень близка к нам. Солнце – одна из типичных, рядовых звезд. Вследствие близости к Земле можно подробно исследовать его поверхность и многие детали атмосферы.

Важнейшая наблюдаемая характеристика звезд – количество приходящей от них световой энергии. Для оценки величины этой энергии древнегреческим астрономом Гиппархом была введена так называемая шкала *звездных величин*. Самые яркие звезды он отнес к первой величине, а едва видимые невооруженным глазом – к шестой. Звездные величины обозначаются индексом m (по латыни *magnitudo* – величина), который ставят вверху после числового значения (например, 6^m). Звездные величины можно рассматривать как *меру освещенности*, создаваемой наблюдаемым источником.

Очень важную информацию о звездах, об их химическом составе, температуре приносит изучение *спектров*. Температура звезд может быть измерена по распределению энергии (яркости) в их спектрах. Длина волны λ_{\max} , которой соответствует максимум в распределении энергии, связана с абсолютной температурой соотношением (закон Вина):

$$\lambda_{\max} T = b.$$

Если T выражать в кельвинах (K), λ – в микрометрах, то $b = 2900 K \cdot \mu\text{км}$. Этот закон пригоден не только для оптического, но и для любого другого диапазона электромагнитного излучения.

Пользуясь законом Вина, можно определить, например, что звезды красного цвета имеют температуру поверхности около $4000K$, желтое Солнце $\sim 6000K$, а горячие звезды с температурами больше $10000K$ видятся нам бело-голубыми.

Определенные таким путем температуры звезд относятся лишь к их внешним слоям, откуда излучение до нас непосредственно. В недрах звезд температура значительно выше и составляет миллионы кельвинов. Температуры внутри звезд оцениваются путем теоретических расчетов.

Радиус звезды можно определить при помощи закона Стефана – Больцмана:

$$L = 4\pi R^2 \sigma T^4,$$

где L – полная мощность излучения всей поверхности звезды, имеющей температуру T , $\sigma = 5.7 \times 10^{-8} \text{ вт}/(\text{м}^2 \text{K}^2)$ – постоянная Больцмана.

Мощность излучения звезды называется *светимостью* (L). Иными словами, *светимость* – это полная энергия, излучаемая звездой за 1 сек. Она выражается в ваттах или в единицах светимости Солнца. Светимость Солнца измеряется по приходящей от него энергии и составляет $3,8 \cdot 10^{26} \text{ вт}$. Зная звездную величину Солнца ($m = -26,6^m$), легко найти светимость любой звезды, если известны ее звездная величина и расстояние. Измерения показали, что звезды очень сильно различаются по светимости – от $10^{-4} L_{\odot}$ до $10^6 L_{\odot}$ (L_{\odot} – светимость Солнца). Среди звезд очень высокой светимости выделяют *гиганты* и *сверхгиганты*. Большинство гигантов имеет невысокую температуру (3 – 4 тыс. кельвинов). Поэтому их называют *красными гигантами* (Альдебаран, Арктур). Светимость красных гигантов – более $100 L_{\odot}$. Светимость сверхгигантов в десятки тысяч раз выше солнечной. Они могут иметь различный цвет. Примером голубого сверхгиганта может служить Ригель (β Ориона), а красного сверхгиганта – Антарес (α Скорпиона) или Бетельгейзе (α Ориона).

Радиус Солнца определяется непосредственно из наблюдений по его видимому угловому размеру и составляет около 700000 км . Таким образом, Солнце представляет собой шар диаметром около полутора миллиона километров. Для звезд это скромный размер. Среди звезд-гигантов и сверхгигантов встречаются такие, диаметр которых в тысячи раз больше. Есть звезды, размеры которых во много раз меньше солнечных. Например, звезды, называемые *белыми кар-*

ликами, имеют диаметр, типичный для планет Солнечной системы, – всего несколько тысяч километров.

Наиболее важной характеристикой каждой звезды является ее масса. В той или иной степени от массы зависят все остальные свойства звезд. Найдено, что светимость звезды приблизительно пропорциональна четвертой степени массы. Таким образом, по известной светимости можно примерно оценить массу звезды. Когда звезды образуют пары (двойные звезды), для оценки их массы используют третий закон Кеплера.

Таким образом, наблюдая звезды, можно определить их светимость, температуру, радиус, химический состав и массу. Обнаружено, что все эти характеристики взаимосвязаны. Особенно важной является выявленная датским астрономом Е. Герцшпрунгом и американцем Г. Расселом связь между светимостью звезд и их спектральным классом. Используя эти два параметра они построили знаменитую диаграмму (диаграмму Герцшпрунга – Рассела). На эту диаграмму, по оси ординат которой откладывались абсолютные звездные величины (светимости), а по оси абсцисс – спектральные классы, они нанесли большое количество звезд. В результате оказалось следующее.

Около 90% всех звезд располагаются на диаграмме вдоль длинной и сравнительно узкой полосы, называемой «*главной последовательностью*». Справа и вверху от главной последовательности расположена группа *гигантов* и *сверхгигантов*. Это звезды высокой светимости, но температура их поверхности сравнительно низка. Поэтому радиусы этих звезд огромны – в десятки раз больше радиуса нашего Солнца. В левом нижнем углу диаграммы расположены звезды малой светимости, белого цвета. Это, так называемые, «*белые карлики*». Выяснилось, что главная последовательность – это последовательность звезд различных масс. Самые массивные находятся в ее верхней части, менее массивные – внизу, в области низких температур. Большую часть своей жизни любая звезда находится на главной последовательности, в той ее области, которая соответствует массе звезды. Постепенно старея, звезда перемещается в область гигантов, а очень массивная звезда – в область сверхгигантов. Выявлено, что чем массивнее звезда, тем короче ее жизненный путь. Таким образом, положение звезды на диаграмме Герцшпрунга – Рассела характеризует как ее массу, так и возраст.

Согласно общепринятой в настоящее время точке зрения звезды рождаются в результате сжатия заполняющих Вселенную газо-

пылевых комплексов – темных, сравнительно плотных и холодных облаков. Их химический состав определяется при помощи спектрального анализа. Получение спектров звезд и их сравнение со спектрами лабораторных газовых источников показало, что звезды состоят из известных на Земле химических элементов. В звездах были обнаружены почти все элементы периодической системы элементов Менделеева, кроме неустойчивых изотопов и самых тяжелых атомов. При этом у большинства звезд около 98% массы приходится на самые легкие элементы – водород и гелий. Вследствие высокой температуры звездный газ – атомарный и почти полностью ионизован, т.е. состоит из электронов и ядер атомов. Газ в недрах звезд находится под большим давлением. Это давление способно буквально «взорвать» звезду и превратить ее в расширяющееся газовое облако. Но этого не происходит, потому что существует сила, сдерживающая силу давления горячего газа. Это сила гравитационного притяжения частиц звезды друг к другу. Внешние слои звезды, притягиваясь к центру, давят своим весом на те, что расположены ближе к центру, и, если бы силы давления газа не препятствовали сжатию, звезда типа нашего Солнца менее чем за час сжалась бы до ничтожных размеров. Так как звезды заметно не меняют своих размеров, можно считать, что их вещество находится в равновесии. Размер звезды, при котором устанавливается равновесие, зависит от мощности источников энергии, поддерживающих тепловое движение частиц газа. Если выделится больше энергии, звезда увеличит свой радиус, если меньше – равновесие звезды наступит при меньших размерах. Исходя из условий равновесия, можно рассчитать плотность, давление и температуру вещества в недрах звезд. Оказалось, что температура и плотность газа внутри звезд быстро возрастает вглубь. Так, в центре Солнца температура составляет около 14 млн. кельвинов, а плотность в 150 раз больше, чем у воды. Температура в недрах звезд столь велика, что создаются условия для возникновения термоядерных реакций. Каковы эти реакции? Главным образом те же, что вызывают взрыв водородной бомбы, – слияние четырех ядер водорода (протонов) через ряд промежуточных реакций в ядро атома гелия. Это так называемый протон-протонный цикл. При этом образуется избыток энергии, способный поддерживать излучение звезд. По существующим оценкам, большинство звезд может светить, не переставая, многие миллиарды лет. Наше Солнце излучает свет уже около 5 млрд. лет, теряя каждую секунду на излучение массу в миллионы тонн. У звезд, температура которых в цен-

тре существенно выше, чем у Солнца, может происходить синтез ядер углерода и кислорода из ядер гелия.

Помимо обычных звезд, каковым является наше Солнце, наблюдаются два типа звезд очень высокой плотности: *белые карлики* и *нейтронные звезды*. Плотность белого карлика больше тонны в кубическом сантиметре. Это означает, что внутри белого карлика нет атомов! Там есть очень плотный ионизированный газ, состоящий из ядер атомов и отдельных электронов. Светимость белых карликов очень мала: иногда в тысячи раз меньше солнечной. В то же время масса их примерно равна массе Солнца. Но при солнечной массе эти звезды имеют размеры, сравнимые с размерами планет. Повидимому, внутренних источников энергии в белых карликах нет, и они светятся, медленно остывая, превращаясь в конце своего жизненного пути в «черных карликов» – в холодные маленькие звезды размером с земной шар.

Если вещество сжимается до плотностей больших, чем плотность белых карликов, начинаются так называемые процессы нейтронизации. Чудовищное давление внутри звезды «вгоняет» электроны в атомные ядра, превращая ее постепенно в гигантскую нейтронную каплю (нейтронную звезду). При массе, в 1.5 – 3 раза превышающей массу Солнца, нейтронные звезды обладают размерами всего 10 – 20 км. Их плотность в миллиарды раз больше плотности белых карликов. Нейтронные звезды были открыты как необычные космические радиоисточники, излучающие отдельными очень короткими импульсами, интервалы между которыми одинаковы и, как правило, не превышают 1 – 2 сек. Такие пульсирующие радиоисточники получили название *пульсаров*. Некоторые из нейтронных звезд были найдены не по радио, а по рентгеновскому излучению. Эти звезды называются рентгеновскими пульсарами. Мощность их излучения такова, что они могут наблюдаться с помощью современных рентгеновских телескопов даже в соседних галактиках.

Существуют звезды, меняющие свою светимость. Такие звезды бывают двух основных типов – *затменные переменные* и *физические*. Затменная переменная – это двойная звезда, система из двух близких друг к другу звезд, обращающихся вокруг общего центра масс и периодически затмевающих одна другую. Двойные звезды встречаются очень часто, но затменно-переменными они наблюдаются лишь в тех случаях, когда плоскость, в которой они движутся, составляет небольшой угол с лучом зрения, так что звезды могут затмевать одна другую. В настоящее время разработаны сложные

математические методы, позволяющие по точным измерениям звездных величин и скоростей движения затменно-переменных звезд определять их массу, размер, форму, температуру и даже свойства их атмосфер.

Физические переменные звезды (или как их еще называют – *цефеиды*, по первой звезде такого типа, обнаруженной в созвездии Цефей) – это одиночные звезды. Они меняют свою светимость в силу каких-либо внутренних причин, попеременно то расширяясь, то сжимаясь. В таких звездах нарушается равновесие между силами упругости горячего газа и гравитации, и они начинают колебаться под действием этих двух противоположно направленных сил по тем же причинам, по которым происходят колебания выведенного из равновесия маятника. Обнаружено, что период колебаний цефеиды зависит от ее средней светимости. Чем больше светимость цефеиды, тем медленнее она совершает свои пульсации. Эта зависимость дает возможность, измеряя период колебаний звезды, оценивать расстояние до нее. Сначала по известному периоду находят светимость звезды, а затем, по светимости и средней звездной величине, вычисляют расстояние до нее. Цефеиды, как правило, имеют очень высокую светимость, и с помощью крупных телескопов их можно наблюдать даже в соседних галактиках. Таким способом были определены расстояния до галактик, удаленных от нас на десятки миллионов световых лет.

Наблюдаются также звезды, колебания которых носят случайный, нерегулярный характер. Обычно эти колебания невелики по амплитуде, но встречаются и такие звезды, которые внезапно увеличивают свою светимость во много раз. Они называются *вспыхивающими звездами*. Среди таких звезд выделяются так называемые *новые* и *сверхновые*. Новые звезды за несколько дней увеличивают свою светимость ~ в 10 тыс. раз. Изучение новых звезд до вспышки и после нее привело к выводу, что они представляют собой тесные двойные звезды, одна из которых – большая, с невысокой плотностью, другая – очень плотный белый карлик. Вещество гигантской звезды под действием притяжения белого карлика перетекает на него. Падая на поверхность плотной звезды, газ накапливается на ней, и это приводит к нагреву вырожденного газа карлика до такой температуры, при которой происходит сильный термоядерный взрыв. При взрыве часть вещества навсегда покидает звезду. Этот процесс и наблюдается как вспышка новой. Вспышки сверхновых звезд наблюдаются гораздо реже. Выделяемая сверхновой за не-

сколько недель энергия сравнима с той, которую Солнце способно излучить лишь за миллиарды лет. Одна сверхновая звезда в максимуме своей яркости иногда излучает света больше, чем все вместе взятые звезды галактики, где она наблюдается. Согласно современным представлениям, вспышка сверхновой вызывается взрывом ядра массивной звезды, в котором водород и гелий успели почти полностью «выгореть». При достаточно большой массе ядро теряет свою устойчивость, происходит мощный термоядерный взрыв. Часть вещества звезды разлетается в межзвездное пространство, а часть быстро сжимается под действием собственной тяжести и превращается в нейтронную звезду. В результате взрыва сверхновой звезды в ее недрах вещество на короткое время нагревается до очень высоких температур (миллиарды кельвинов), при которых взаимодействия между ядрами атомов приводят к образованию самых различных химических элементов, вплоть до весьма тяжелых атомных ядер.

Все звезды непрерывно меняются, как говорят, *эволюционируют*. Результаты теоретических расчетов, основанных на известных физических законах и наблюдаемых явлениях, приводят к следующей картине эволюции звезд:

1. Чем больше масса звезды, тем меньше время ее жизни. Причина этого в том, что время существования звезды определяется запасом ее ядерного топлива и темпами его расхода на излучение. Начальное содержание топлива (водорода) пропорционально массе звезды, а темпы его расхода – светимости, так как ядерная энергия звезды, в конечном счете, превращается в энергию излучения. Поэтому время t существования звезды пропорционально отношению M/L (массы к светимости). Вследствие же того, что $L \sim M^4$, получается, что $t \sim M/L \sim M^{-3}$. Звезды с массой, как у Солнца, «живут» примерно 11 – 13 млрд. лет, а наиболее массивные – всего лишь несколько миллионов лет.
2. Большую часть своей жизни звезды остаются практически неизменными, находясь на главной последовательности диаграммы Герцшпрунга – Рессела. Все это время за счет превращения водорода в гелий в их недрах вырабатывается термоядерная энергия. Как только запасы водорода в центральной области звезды заканчиваются, она начинает меняться очень быстро. Размеры и светимость звезды начинают увеличиваться, а температура поверхности уменьшаться. Звезда превращается в

огромную красноватую звезду высокой светимости и очень низкой плотности (красный гигант). В недрах красного гиганта образуется небольшое по размеру, но плотное и горячее гелиевое ядро. Когда температура в нем поднимается до 100 млн. кельвинов, начинаются реакции, превращающие ядра гелия в углерод. Этот процесс также сопровождается выделением большого количества энергии.

Расчеты, выполненные по нашему Солнцу, показывают, что его возраст сейчас ~ 5 млрд. лет. Через 6–7 млрд. лет водород в его недрах будет исчерпан, и примерно за 100 млн. лет оно превратится в красный гигант. Размеры Солнца увеличатся вплоть до орбиты Меркурия, а может и Земли. При этом светимость Солнца возрастет настолько, что жизнь на Земле станет невозможной.

Что происходит со звездами после стадии гигантов? Дальше, в зависимости от массы звезды, эволюция идет по-разному. Звезды с массой как у Солнца сбрасывают с себя небольшую часть вещества, образуя расширяющуюся газовую оболочку. При этом они превращаются в белые карлики и медленно остывают. Если звезда обладает массой в 2–3 раза больше солнечной, то сильное гравитационное поле сжимает ее на этой стадии до ядерной плотности. Образуется нейтронная звезда. Судьба более массивных звезд может быть разной. Это либо взрыв сверхновой с превращением в конечном итоге в нейтронную звезду, либо образование самых загадочных объектов Вселенной – *черных дыр*. Черные дыры – это тела-невидимки. Они являются результатом сжатия звезды под действием собственной гравитации до размеров порядка нескольких километров. Гравитационное поле черной дыры настолько сильно, что ни свет, ни любой другой сигнал не могут ее покинуть. Обнаружить такие объекты можно только по их гравитационному воздействию на окружающее вещество.

Та часть астрономии, в которой изучается физическое состояние космической материи и физические процессы, протекающие в ней, называется *астрофизикой*. Астрофизика делится в целом на две части – практическую (наблюдательную) и теоретическую. Теоретическая астрофизика выделена в отдельную астрономическую дисциплину и не является предметом данного курса. В настоящем курсе мы познакомимся с накопленной на сегодняшний день суммой знаний, составляющей предмет общей астрофизики, основным содержанием которой является изучение приборов и методов астрофизических наблюдений, а также интерпретация этих наблюдений. Ко-

нечная цель астрофизических наблюдений состоит в раскрытии физической природы явлений и процессов, происходящих во Вселенной. Астрофизика тесно связана со многими другими разделами астрономии, а также с физикой и химией.

Астрофизические наблюдения заключаются в исследовании информации, содержащейся в излучении, приходящем от космических объектов. Если астрофизические наблюдения выполняются с Земли, то возникает проблема исследования влияния на излучение земной атмосферы (поглощение, рассеяние, свечение ночного неба и т.д.).

2. ОСНОВНЫЕ ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ ПОНЯТИЯ И ЕДИНИЦЫ

Фотометрией называется раздел физики, занимающийся измерением количественных характеристик света. Первой фотометрической работой в истории науки было сделанное Гиппархом разделение звезд по их блеску на шесть классов (звездных величин).

Установлено, что отношение блеска двух звезд при одной и той же разности звездных величин постоянно. Таким образом числа, выражающие блеск звезд последовательных звездных величин, составляют геометрическую прогрессию. Это свойство глаза оказывается частным случаем так называемого *психофизиологического закона Вебера – Фехнера*, согласно которому:

«изменение ощущения какого-нибудь раздражения пропорционально относительному изменению раздражающего фактора, т.е. отношению его изменения к самому этому фактору».

Математическая формулировка этого закона в применении к зрительному раздражению будет следующей.

Пусть dm – изменение в световом ощущении, а E и dE – блеск некоторого объекта, и его изменение.

Тогда

$$dm = -c \frac{dE}{E},$$

где c – некоторая постоянная, а знак «минус» поставлен потому, что при уменьшении блеска число, выражающее звездную величину, возрастает.

Интегрируя, получаем

$$m_0 - m = c \ln \frac{E}{E_0},$$

$$\text{или } \frac{E}{E_0} = e^{\frac{m_0 - m}{c}} = (e^{\frac{1}{c}})^{m_0 - m} = \rho^{m_0 - m}.$$

Подставляя сюда $m_0 - m = 1, 2, 3, 4, \dots$, находим

$$\frac{E}{E_0} = \rho, \rho^2, \rho^3, \rho^4, \dots$$

Следовательно, при изменении блеска в геометрической прогрессии звездные величины изменяются в арифметической прогрессии.

Для двух звезд m -той и n -той величин последнее соотношение запишется так:

$$\frac{E_m}{E_n} = \rho^{n-m}.$$

Логарифмируем это соотношение:

$$(n-m)\lg \rho = \lg \frac{E_m}{E_n}.$$

При исследовании старых каталогов звездных величин нашли, что для $\lg \rho$ получаются величины, близкие к 0.4. По предложению *Погсона* $\lg \rho$ принимается равным точно 0.4. С таким значением для $\lg \rho$ находим

$$n-m = 2.5 \lg \frac{E_m}{E_n},$$

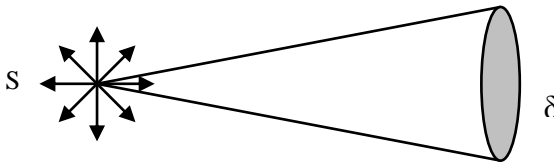
а если блеск звезд нулевой величины ($n = 0$) положить равным единице ($E_n = 1$), то

$$m = -2.5 \lg E_m.$$

Таким образом, звездная величина m – это десятичный логарифм освещенности (блеска), умноженный на - 2.5 (с точностью до постоянной – нуль-пункта).

2.1. Световой поток, сила света, освещенность и их единицы

Источник света называется *точечным*, если его размеры намного меньше расстояния, на котором он изучается, и который посылает световой поток равномерно во все стороны.



Пусть S – некоторый источник света, а δ – небольшая площадка на пути распространения света. Через эту площадку за время t пройдет некоторое количество световой энергии E . Чтобы измерить эту энергию, можно в качестве площадки использовать пленку, покрытую веществом, полностью поглощающим всю падающую на

него световую энергию, например сажей, и измерить поглощённую энергию по нагреванию этой пленки. Отношение

$$F = \frac{E}{t} \quad (2.1)$$

показывает, какое количество энергии протекает через площадку за единицу времени и называется *потоком лучистой энергии* через площадку δ .

Поток лучистой энергии оценивается в единицах мощности (например, в ваттах). Наряду с энергетической оценкой света пользуются оценкой, основанной на непосредственном световом восприятии глаза. Поток лучистой энергии, оцениваемый по зрительному ощущению, называется *световым потоком*.

Полный световой поток характеризует излучение, которое распространяется от источника по всем направлениям. Для практических же целей важнее знать не полный световой поток, а тот поток, который идет по определенному направлению или падает на определенную площадку. В соответствии с этим установлены два вспомогательных понятия – *сила света* (I) и *освещенность* (E).

Силой света называется отношение светового потока F , заключенного внутри телесного угла ω , к величине этого угла:

$$I = \frac{F}{\omega} \quad (2.2)$$

Телесный угол определяется равенством

$$\omega = \frac{\sigma_0}{r^2}, \quad (2.3)$$

где σ_0 – площадь, вырезаемая световым конусом на сфере, имеющей центр в вершине конуса и радиус r . При $\sigma_0 = r^2$, $\omega = 1$ и такой телесный угол называется *стерадианом*. Т.о., *сила света источника равна световому потоку в пределах телесного угла, равного стерадиану*. Силу света источника иногда называют *интенсивностью*.

Освещенностью называется отношение светового потока F , падающего на площадь σ , к величине этой площади:

$$E = \frac{F}{\sigma}. \quad (2.4)$$

Формулы (2.2) и (2.4) определяют *среднюю силу света* и *среднюю освещенность*. Истинные силу света и освещенность следует определять, как

$$I = \frac{dF}{d\omega} \text{ и } E = \frac{dF}{d\sigma}.$$

Из формул (2.2) и (2.4) видно, что освещенность и сила света связаны между собой соотношением:

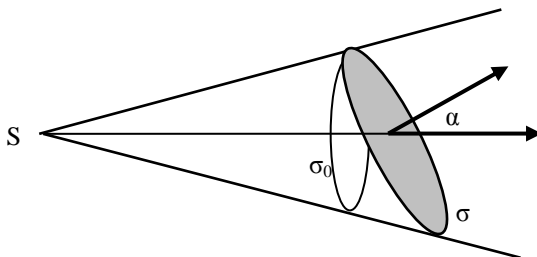
$$E = \frac{I}{r^2}. \quad (2.5)$$

Сравнивая освещенности площадок, расположенных на разных расстояниях от точечного источника, найдем

$$E_1 = \frac{I}{r_1^2}, E_2 = \frac{I}{r_2^2}, \text{ и т.д.,}$$

т.е. освещенность подчиняется *закону обратных квадратов*.

Если освещаемая площадка σ расположена не перпендикулярно к оси потока, а повернута на угол α , то можно записать $\sigma = \frac{\sigma_0}{\cos\alpha}$, где σ_0 - площадка, перпендикулярная к оси пучка.



Т.о. формулу для освещенности можно обобщить:

$$E = \frac{F}{\sigma} = \frac{F \cdot \cos\alpha}{\sigma_0} = \frac{F \cdot \cos\alpha}{\omega \cdot r^2} = \frac{I \cdot \cos\alpha}{r^2}. \quad (2.6)$$

Если световой поток не точечный, а *протяжённый*, то важно знать силу света, рассчитанную на единицу видимой величины поверхности источника. Эта световая величина называется *поверхностной яркостью* (или просто *яркостью*). Яркость может быть различна в разных местах светящейся поверхности. Если она всюду одинакова, то поверхность называется равномерно светящейся. Так как в направлении, составляющем угол ε с нормалью, светящаяся площадка S выглядит как проекция $S \cos\varepsilon$, то яркость определится формулой

$$B(\varepsilon) = \frac{I}{SCos\varepsilon}. \quad (2.7)$$

В большинстве случаев раскаленные самосветящиеся тела имеют $B(\varepsilon)$, не зависящую от направления. Тогда формула для освещенности поверхности σ светящейся поверхностью S будет такова

$$E = \frac{B \cdot SCos\varepsilon \cdot Cos\alpha}{r^2}, \quad (2.8)$$

а для потока через площадку σ имеем формулу:

$$F = \frac{B \cdot S \cdot \sigma \cdot Cos\alpha \cdot Cos\varepsilon}{r^2}. \quad (2.9)$$

Поверхность, удовлетворяющая условию (2.7) при $B(\varepsilon)$, не зависящем от направления, называется *ортотропно* излучающей. К ней применим закон Ламберта: сила света площадки пропорциональна косинусу угла испускания.

Полный поток F излучения ортотропной поверхностью будет равен

$$F = \int_{2\pi} Id\omega = S \int_{2\pi} BCos\varepsilon d\omega. \quad (2.10)$$

Здесь 2π указывает на интегрирование по полусфере, объемлющей рассматриваемую сторону площадки S . Элемент площади этой полусферы есть

$$d\omega = Sin\varepsilon d\varphi d\varepsilon.$$

Отсюда имеем

$$F = S \int_0^{2\pi} d\varphi \int BSin\varepsilon Cos\varepsilon d\varepsilon.$$

Для ортотропной поверхности можно вынести B за знаки интегралов. В итоге получим

$$F = \pi B \cdot S. \quad (2.11)$$

Закон Ламберта справедлив и при диффузном отражении света от некоторых поверхностей. Такие поверхности называются идеально матовыми. Они рассеивают свет во всех направлениях одинаково.

Полный поток, испускаемый светящейся поверхностью с единицы площади, называется *светимостью* (в астрономии этим термином обозначают другую величину).

Световые единицы. Основной световой единицей является *свеча* (св). Свеча – это сила света, при которой яркость полного излучения при температуре затвердевания платины равна 60св на 1см^2 . Поэтому $1\text{ свеча} = 1/60$ силы света, излучаемого 1см^2 абсолютно черного тела при температуре плавления платины в направлении, перпендикулярном к излучающей поверхности.

Люмен (лм) – световой поток, излучаемый в пределах телесного угла в 1стер источником, сила света которого равна 1св :

$$1\text{лм} = 1\text{св} \cdot 1\text{стер}.$$

Люкс (лк) – освещенность поверхности потоком, поверхностная плотность которого равна $1\text{лм}/\text{м}^2$:

$$1\text{лк} = 1 \frac{\text{лм}}{\text{м}^2};$$

(имеется также единица освещенности *фот*: $1\text{фот} = 1 \frac{\text{лм}}{\text{см}^2}$, т.е.

$$1\text{фот} = 10^4 \text{лк}).$$

Нит (нт) – яркость элемента светящейся поверхности, на 1м^2 которой приходится сила в 1св :

$$1\text{нт} = \frac{1\text{св}}{1\text{м}^2};$$

(имеется также единица яркости *стильб*: $1\text{стильб} = 1 \frac{\text{св}}{\text{см}^2}$, т.е.

$$1\text{стильб} = 10^4 \text{нт}).$$

Единицей светимости является $1 \frac{\text{лм}}{\text{м}^2}$ – светимость поверхности, с которой излучается по всем направлениям поток в 1лм с квадратного метра.

Единица светимости, соответствующая потоку в 1лм с 1см^2 , называется *ламберт*.

Пусть на идеально матовую поверхность падает освещенность в $E\text{лк}$. При этом идеально матовая поверхность будет иметь поверхностную яркость, равную B . Согласно формуле (2.11) 1 квадратный сантиметр этой поверхности рассеет πB ламберт. Отношение рассеянного по всем направлениям потока к падающему характеризует отражательную способность A поверхности (*альбедо*):

$$A = 10^4 \frac{\pi B \text{ ламберт}}{E \text{ лк}}. \quad (2.12)$$

(Если выразить E в фотах, то множитель 10^4 не нужен). Формула (2.12) годится только для ортотропной поверхности. Очевидно, $A < 1$.

Если отражающая свет поверхность идеально белая и ортотропная, то у нее $A = 1$.

Все введенные понятия – *световой поток*, *сила света* (интенсивность), *освещенность*, *яркость* и *светимость* соответствуют понятиям, относящимся к распространению лучистой энергии вообще. При этом наименования соответствующих величин в системе CGS будут такими: поток энергии будет иметь наименование мощности (*вт* или *дж/сек* или *эрг/сек*); интенсивность будет *вт/стер*; освещенность – *вт/см²* или *эрг/(сек·см²)*; поверхностная яркость – *вт/(стер·см²)*.

Распределение энергии излучения. В физических и астрономических задачах обычно рассматривается не весь поток энергии, исходящий из какого-либо источника в данном телесном угле, а лишь его часть, содержащая излучение в каком-либо интервале частот или длин волн. Количество энергии, приходящееся на единицу интервала частот ν или длин волн λ , называется *удельным потоком* F_ν (F_λ).

В малом интервале частот $d\nu$ или длин волн $d\lambda$ поток будет $F_\nu d\nu$ или $F_\lambda d\lambda$, а полный поток, содержащий излучение всех частот от ν_1 до ν_2 или длин волн от λ_1 до λ_2 , будет

$$\int_{\nu_1}^{\nu_2} F_\nu d\nu \quad \text{или} \quad \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} F_\lambda d\lambda.$$

В оптических расчетах обычно относят удельный поток F_λ к интервалу длин волн в 1 см или 1 μ , а в радиоизмерениях используют удельный поток F_ν , отнесенный к 1 герцу (1 колебание в секунду)

(Hz или $\frac{c}{s}$) или же к 1 килогерцу.

2.2. Связь астрономических и физических фотометрических единиц

Звездная величина, выражающая блеск звезды (точечного источника), есть аналог потока, приходящего на зрачок глаза, то есть это

аналог *освещенности*. Было найдено, что если освещенность $E_0 = 1лк$, то звездная величина одного люкса равна

$$m_0 = -14^m.18 \pm 0^m.05,$$

т.е. звезда, звездная величина которой есть $-14^m.18$, находясь в зените, давала бы на горизонтальной поверхности освещенность в $1лк$. При этом около 23% светового потока звезды терялось бы в земной атмосфере (за пределами земной атмосферы освещенность в $1лк$ давала бы звезда, у которой

$$m_0 = -13^m.89 \pm 0^m.05).$$

Можно найти, что источник света силой в 1 свечу с расстояния в $1км$ казался бы звездой $0^m.8$ звездной величины, а с расстояния в $10км$ выглядел бы звездой $5^m.8$ звездной величины. Освещенность от Солнца в хороший летний день составляет $100000лк$ (без атмосферы было бы $135000лк$). Освещенность от полной Луны $\approx 0.25лк$, а от ночного неба в безлунную ночь $\approx 0.0003лк$. Для кабинетной работы достаточно освещения в $20лк$.

Для выражения яркости поверхностных объектов в астрофизике употребляют в качестве единицы яркости звездную величину с 1 квадратной секунды или 1 квадратной минуты или 1 квадратного градуса объекта. От этой единицы легко перейти к стильбам.

2.3. Системы звездных величин

Видимая звездная величина, которую мы измеряем, зависит от инструмента, используемого для ее измерения. Чувствительность приемника излучения зависит от длины волны. Различные инструменты принимают различные области длин волн. Таким образом поток, измеряемый инструментом, равен не полному потоку, а лишь части его.

В зависимости от метода наблюдений мы можем определить различные системы звездных величин. Различные системы звездных величин имеют разные нулевые точки, т.е. они имеют разную освещенность E_0 , соответствующую величине $m_0 = 0$. Нулевые точки обычно определяются при помощи нескольких избранных стандартных звезд.

В дневном свете человеческий глаз наиболее чувствителен к излучению с длиной волны $\lambda \approx 550нм$. Чувствительность уменьшается в красную (более длинные волны) и в фиолетовую (более корот-

кие волны) стороны. Величина, соответствующая чувствительности глаза, называется *визуальной звездной величиной* m_v .

Фотографические пластинки обычно наиболее чувствительны к голубым и фиолетовым длинам волн, но они также способны регистрировать излучение невидимое человеческим глазом. Таким образом, *фотографическая звездная величина* m_{pg} обычно отличается от визуальной величины. Если использовать желтый фильтр, то пластинки становятся чувствительными к желтому и зеленому свету, имитируя чувствительность глаза. Наблюденные таким образом звездные величины называются *фотовизуальными величинами* m_{pv} .

Если, в идеальном случае, мы сможем измерить излучение на всех длинах волн, то мы получим *болометрическую звездную величину* m_{bol} . На практике это сделать очень трудно, так как часть излучения поглощается атмосферой; кроме того, различные длины волн требуют различных приемников излучения. (Вообще-то имеется устройство, называемое *болометром*, которое, однако, не является реальным болометром, а всего лишь – инфракрасным приемником). Болометрическая величина может быть выведена из визуальной величины, если мы знаем *болометрическую поправку* BC :

$$m_{bol} = m_v - BC.$$

По определению, болометрическая поправка равна нулю для излучения звезд солнечного типа (или, более точно, звезд спектрального класса $F5$).

Чем больше распределение излучения отличается от солнечного, тем выше болометрическая поправка. Поправка положительна для звезд и более холодных и более горячих, чем Солнце. Иногда поправка определяется как $m_{bol} = m_v + BC$, в этом случае всегда $BC \leq 0$.

Наиболее точно измерения звездных величин делаются с использованием фотоэлектрических приемников излучения. Обычно используются фильтры, чтобы позволить попадать в приемники излучения только некоторой группе длин волн. Одной из многоцветных систем, широко используемой в фотоэлектрической фотометрии, является UVV-система, развитая в начале 50-тых годов Гарольдом Джонсоном и Вильямом Морганом. Звездные величины измеряются в трех фильтрах, U = ультрафиолетовом, V = голубом и V = визуальном. Величины, наблюдаемые через эти фильтры, называются U, V и V величинами соответственно. Позднее UVV-система была допол-

нена. Одной из общеиспользуемых систем является пятицветная UBVR_I-система, которая включает R = красный и I = инфракрасный фильтры.

Имеются также другие многоцветные системы, но они не так хорошо стандартизованы, как UB_V, которая была определена с использованием большого числа стандартных звезд, распределенных по всему небу. Величина некоторого объекта находится сравнением с величинами стандартных звезд.

В любой многоцветной системе можно определить *колер-индексы* (показатели цвета). Колер-индекс есть разность двух величин. Вычитая B-величину из U мы получим показатель цвета U – B и т.д. Если используется UB_V-система, то обычно дается только V-величина и колер-индексы U – B и B – V.

Постоянные E_0 для U, B и V величин выбираются таким образом, чтобы колер-индексы B – V и U – B были равны нулю для звезд спектрального типа A0. Поверхностная температура такой звезды ~ 10000K. Например, Вега (α Lyr, спектральный класс A0V) имеет V = 0.03, B – V = U – B = 0.00. Солнце имеет V = - 26.8, B – V ≈ 0.66 и U – B ≈ 0.10.

До того, как была развита UB_V-система, использовался колер-индекс (C.I.), определяемый как

$$C.I. = m_{pg} - m_V .$$

Так как m_{pg} дает величину в голубой области, а m_V в визуальной, этот индекс связан с B – V. Действительно

$$C.I. = (B - V) - 0.11.$$

2.4. Абсолютная звездная величина. Светимость

Все рассмотренные выше виды звездных величин являются видимыми. Они не дают представления об истинной яркости звезд, так как расстояния до этих звезд различны. Величиной, дающей истинную яркость звезды, является *абсолютная звездная величина*. Она определяется как видимая звездная величина на расстоянии 10 парсек от звезды.

Выведем уравнение, связывающее видимую величину m , абсолютную величину M и расстояние r . Так как поток, исходящий от звезды внутри телесного угла ω , имеет на расстоянии r протяженность по площади ωr^2 , освещенность, создаваемая им, будет обрат-

но пропорциональна квадрату расстояния. Поэтому отношение освещенности на расстоянии r , $E(r)$, к освещенности на расстоянии 10 парсек, $E(10)$, по закону обратных квадратов будет следующим:

$$\frac{E(r)}{E(10)} = \left(\frac{10}{r}\right)^2.$$

Т.о. разность величин на расстояниях r и 10pc (или *модуль расстояния*) будет

$$m - M = -2.5 \lg \frac{E(r)}{E(10)} = -2.5 \lg \left(\frac{10}{r}\right)^2.$$

Отсюда

$$m - M = 5 \lg \left(\frac{r}{10}\right). \quad (2.13)$$

Традиционно это уравнение записывают как

$$m - M = 5 \lg r - 5,$$

хотя это справедливо только тогда, когда расстояние выражено в парсеках.

Абсолютные величины обычно обозначаются прописными буквами (однако U, B и V величины являются видимыми; соответствующими абсолютными величинами будут M_U , M_B и M_V).

Абсолютная болометрическая величина связана с таким понятием как *светимость*. Пусть полная освещенность на расстоянии $r = 10pc$ будет E и пусть E_\odot будет эквивалентная величина для Солнца.

Тогда светимость можно определить как

$$L = 4\pi r^2 E.$$

С учетом этого соотношения имеем

$$M_{bol} - M_{bol,\odot} = -2.5 \lg \frac{E}{E_\odot} = -2.5 \lg \frac{L}{L_\odot}.$$

Абсолютная болометрическая величина $M_{bol} = 0$ соответствует светимости $L_0 = 3.0 \times 10^{28} \text{ вт}$.

2.5. Экстинкция и оптическая толщина

Уравнение (2.13) показывает, как видимая величина возрастает (а яркость уменьшается) с увеличением расстояния. Если пространство между источником излучения и наблюдателем не является абсолют-

но пустым, а содержит межзвездное вещество, уравнение (2.13) не выполняется, так как часть излучения поглощается средой или рассеивается. Эта потеря излучения называется *экстинкцией* (угасанием).

Выведем теперь как экстинкция зависит от расстояния. Пусть мы имеем звезду, излучающую поток L_0 внутри телесного угла ω в некотором диапазоне длин волн. Так как межзвездная среда поглощает и рассеивает излучение, поток L будет уменьшаться с ростом расстояния r . На малом интервале $[r, r + dr]$ экстинкция dL пропорциональна потоку L и расстоянию, пройденному в среде:

$$dL = -\alpha L dr . \quad (2.14)$$

Множитель α называется *непрозрачностью*. Из (2.14) видно, что его размерность есть $[\alpha] = m^{-1}$.

Непрозрачность равна нулю для полного вакуума и приближается к бесконечности, когда вещество становится абсолютно темным. Мы можем теперь определить безразмерную величину – *оптическую толщину* τ при помощи

$$d\tau = \alpha dr . \quad (2.15)$$

Подставляя (2.15) в (2.14) получим

$$dL = -L d\tau .$$

Интегрируем далее это выражение от источника (где $L = L_0$ и $\tau = 0$) до наблюдателя

$$\int_{L_0}^L \frac{dL}{L} = - \int_0^\tau d\tau ,$$

откуда:

$$L = L_0 e^{-\tau} . \quad (2.16)$$

Здесь τ – оптическая толщина вещества между источником и наблюдателем, а L – наблюдаемый поток. Таким образом, поток L экспоненциально падает с ростом оптической толщины. Пустое пространство абсолютно прозрачно, т.е. его непрозрачность $\alpha = 0$; поэтому оптическая толщина не растет в пустом пространстве, а поток остается постоянным.

Пусть E_0 – освещенность на поверхности звезды, а $E(r)$ – освещенность на расстоянии r . Соответствующие световые потоки будут

$$L = \omega r^2 E(r) \text{ и } L_0 = \omega R^2 E_0 ,$$

где R – радиус звезды.

Подстановка в (2.16) дает

$$E(r) = E_0 \frac{R^2}{r^2} e^{-\tau}.$$

Для вычисления абсолютной величины необходима освещенность на расстоянии 10 парсек, $E(10)$, вычисленная без экстинкции:

$$E(10) = E_0 \frac{R^2}{10^2}.$$

Тогда модуль расстояния $m - M$ будет

$$m - M = -2.5 \lg \frac{E(r)}{E(10)} = 5 \lg \frac{r}{10} - 2.5 \lg(e^{-\tau}) = 5 \lg \frac{r}{10} + (2.5 \lg e) \tau$$

или

$$m - M = 5 \lg \frac{r}{10} + A, \quad (2.17)$$

где $A \geq 0$ есть экстинкция в звездных величинах, обусловленная всей средой между звездой и наблюдателем.

Если непрозрачность постоянна вдоль луча зрения, то имеем

$$\tau = \alpha \int_0^r dr = \alpha r,$$

и уравнение (2.17) становится

$$m - M = 5 \lg \frac{r}{10} + ar, \quad (2.18)$$

где константа $a = 2.5 \alpha \lg e$ дает экстинкцию звездной величины на единицу расстояния.

Колор-эксцесс (избыток цвета). Другим эффектом, вызываемым межзвездной средой, является покраснение света: голубой свет рассеивается и поглощается больше чем красный. Поэтому колор-индекс $B - V$ возрастает. Визуальная величина звезды на основании уравнения (2.17) будет

$$V = M_V + 5 \lg \frac{r}{10} + A_V, \quad (2.19)$$

где M_V абсолютная визуальная величина, а A_V есть экстинкция в полосе визуальных длин волн. Аналогично, для голубых величин получим

$$B = M_B + 51g \frac{r}{10} + A_B.$$

Наблюдаемый колор-индекс будет

$$B - V = M_B - M_V + A_B - A_V$$

или

$$B - V = (B - V)_0 + E_{B-V},$$

где $(B - V)_0 = M_B - M_V$ есть *истинный колор-индекс*, а $E_{B-V} = (B - V) - (B - V)_0$ есть *колор-эксцесс*. Изучение межзвездной среды показывает, что отношение визуальной экстинкции A_V к колор-эксцессу E_{B-V} почти постоянно для всех звезд

$$R = \frac{A_V}{E_{B-V}} \approx 3.0.$$

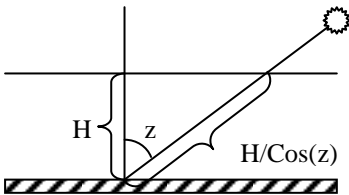
Это обстоятельство делает возможным находить визуальную экстинкцию, если известен колор-эксцесс:

$$A_V \approx 3.0 E_{B-V}.$$

Когда же A_V получена, расстояние может быть найдено непосредственно из (2.19).

2.6. Атмосферная экстинкция

Атмосфера Земли также вызывает экстинкцию. Наблюдаемая величина m зависит от места нахождения наблюдателя и расстояния объекта от зенита, так как эти факторы определяют путь, проходимый светом в атмосфере. Чтобы сравнивать различные наблюдения,



мы должны сначала их *привести*, т.е. устранить как-нибудь атмосферные эффекты.

Если зенитное расстояние z не очень велико, мы можем аппроксимировать атмосферу плоским слоем постоянной толщины.

Если принять толщину используемой атмосферы за единицу, то свет должен будет пройти в атмосфере расстояние

$$X = \frac{1}{\cos(z)} = \sec(z).$$

Согласно уравнению (2.18) звездная величина будет возрастать линейно с расстоянием X :

$$m = m_0 + kX ,$$

где k есть *коэффициент экстинкции*.

Коэффициент экстинкции может быть определен при помощи наблюдения одного и того же источника несколько раз в течение ночи в как можно более широкой области зенитных расстояний. Наблюдаемые величины рисуются в виде диаграммы, как функция X . Точки ложатся на прямую линию, наклон которой дает коэффициент экстинкции k . Когда эта линия экстраполируется до $X = 0$, мы получим величину m_0 , которая является видимой звездной величиной вне атмосферы.

На практике наблюдения с зенитными расстояниями большими чем 70° (или с высотами меньшими 20°) не используются для определения k и m_0 , так как на низких высотах кривизна атмосферы начинает запутывать ситуацию. Значение коэффициента экстинкции k зависит от места наблюдения, времени, а также от длины волны (экстинкция сильно растет в направлении коротких длин волн).

3. МЕХАНИЗМ ИЗЛУЧЕНИЯ

3.1. Излучение атомов и молекул

Электромагнитное излучение испускается или поглощается, когда атом или молекула переходит с одного энергетического уровня на другой. Если энергия атома уменьшается на величину ΔE , атом испускает или излучает частицу электромагнитного излучения, называемую *фотоном*, чья частота дается уравнением $\Delta E = h\nu$ (h – постоянная Планка). Аналогично, если атом получает (или поглощает) фотон частоты ν , его энергия возрастает на величину $\Delta E = h\nu$.

Классическая модель описывает атом как ядро, окруженное электронами. Ядро состоит из Z протонов, каждый из которых имеет заряд $+e$, и из N электрически нейтральных нейтронов; Z есть ядерный заряд (атомный номер элемента), а $A = Z + N$ его атомный вес. Нейтральный атом имеет столько электронов (заряд $-e$), сколько в нем протонов.

Энергетический уровень атома обычно связан с энергетическим уровнем его электронов. Энергия E электрона не может принимать произвольные значения; энергетические уровни проквантованы. Атом может испускать или поглощать излучение только некоторых частот ν_{if} , соответствующих энергетическим разностям между начальным и конечным состояниями i и f : $|E_i - E_f| = h\nu_{if}$. Это приводит к линейчатому спектру, особому для каждого элемента. Горячий газ при низком давлении производит *эмиссионный спектр*, состоящий из таких дискретных линий. Если этот же газ охладить и пропускать через него белый свет (который имеет непрерывный спектр), те же линии будут выглядеть как темные *линии поглощения*.

При низких температурах большинство атомов находятся в самом низком энергетическом состоянии, *основном состоянии*. Более высокие энергетические уровни есть *состояния возбуждения*; переход от более низкого к более высокому состоянию называется *возбуждением*. Обычно возбужденный атом возвращается в более низкое состояние очень быстро, излучая фотон (*спонтанная эмиссия*); типичное время жизни возбужденного состояния может быть 10^{-8} сек. Атом может вернуться в более низкое состояние прямо или

через некоторые промежуточные состояния, испуская один фотон на каждом переходе.

Переходы вниз могут также вызываться излучением. Предположим, что наш атом поглощает фотон и становится возбужденным. Другой фотон, чья частота ν соответствует некоторому возможному переходу вниз из возбужденного состояния, может теперь воздействовать на атом, заставляя его перейти в более низкое состояние, испустив фотон такой же частоты ν . Такие переходы называются *индуцированными* (вынужденными). Фотоны, испускаемые спонтанно, покидают атом беспорядочно во всех направлениях: излучение изотропно и некогерентно. Индуцированное излучение, с другой стороны, когерентно; оно распространяется в том же направлении и с такой же фазой, как вызывающее его излучение.

Нулевой уровень энергетических состояний обычно выбирается так, чтобы связанный электрон имел отрицательную энергию, а свободный электрон – положительную. Если электрон с энергией $E < 0$ получает энергию большую, чем $|E|$, он покинет атом, который становится ионом. Теперь возможны любые значения энергии ($E > 0$). Остаток от поглощенной энергии уходит на кинетическую энергию освобожденного электрона.

Обратный процесс, в котором атом захватывает свободный электрон, называется *рекомбинацией*.

Когда электрон рассеивается от ядра или иона без поглощения, электромагнитное взаимодействие может изменить кинетическую энергию, производя свободно-свободное (free-free) излучение.

Электромагнитное излучение является поперечным волновым движением; электрическое и магнитное поля осциллируют перпендикулярно друг другу, а также перпендикулярно направлению распространения. Свет обычной лампы накаливания имеет случайное распределение колебаний электрического поля во всех направлениях. Свет, в котором колебания вектора напряженности электрического поля совершаются в одной плоскости или каким-либо образом упорядоченно, называется *поляризованным*.

Рассмотрим простую электромагнитную волну, получающуюся из решения уравнений Максвелла и соответствующую гармоническому колебанию. Электрический вектор E (также как и магнитный вектор H) может быть разложен в плоскости, перпендикулярной к распространению излучения, на два взаимно перпендикулярных колебания по осям l и r :

$$E_l = a_l \sin(\omega t - \varepsilon_l),$$

$$E_r = a_r \sin(\omega t - \varepsilon_r),$$

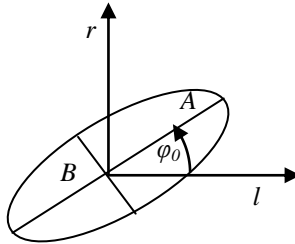
где ω – угловая частота, a_l, a_r – амплитуды, $\varepsilon_l, \varepsilon_r$ – начальные фазы колебаний.

Исключая из этих уравнений время t , получаем уравнение эллипса

$$\frac{E_l^2}{a_l^2} + \frac{E_r^2}{a_r^2} - 2 \frac{E_l E_r}{a_l a_r} \cos \delta = \sin^2 \delta,$$

где $\delta = \varepsilon_l - \varepsilon_r$.

Следовательно, конец электрического вектора в плоскости, перпендикулярной к распространению излучения, описывает эллипс. В пространстве же он движется по спирали, навитой на эллиптический цилиндр. Такое движение электрического вектора соответствует *эллиптической поляризации*. Эллиптическая поляризация является наиболее общим состоянием простой волны. Отношение $\frac{a_l}{a_r}$ и величина δ полностью определяют характер поляризации. При $0 < \delta < \pi$ движение электрического вектора происходит по часовой стрелке и поляризация будет *правосторонней*, при $-\pi < \delta < 0$ – против часовой стрелки и поляризация будет *левосторонней*. Эллипс, описываемый электрическим вектором, выглядит следующим образом:



Его эллиптичность задается углом $\beta = \arctg \frac{B}{A}$, где $A = a \cos \beta$, $B = a \sin \beta$. Ориентация эллипса задается углом φ_0 между большой полуосью эллипса и координатной осью l . В частном случае, когда $\delta = 0$ или π , эллипс вырождается в пару прямых и поляризация

переходит в *линейную*. В другом частном случае, когда $\delta = \pm \frac{\pi}{2}$ и $a_i = a_r$, эллипс вырождается в окружность и поляризация становится *круговой* или *циркулярной*. Различают *правую* и *левую* циркулярную поляризацию в соответствии с направлением движения конца электрического вектора.

Такое представление поляризации широко используется на практике, в том числе и в астрономии. Однако более удобное описание поляризованного излучения достигается при помощи четырех параметров J , Q , U и V , введенных в 1852 г. Дж. Стоксом и носящих сейчас его имя. Параметры Стокса определяются так:

$$\begin{aligned} J &= a_i^2 + a_r^2, \\ Q &= a_i^2 - a_r^2, \\ U &= 2a_i a_r \cos \delta, \\ V &= 2a_i a_r \sin \delta, \end{aligned}$$

причем $J^2 = Q^2 + U^2 + V^2$.

При $V=0$ излучение становится линейно поляризованным и определяется двумя параметрами, Q и U . При $Q=U=0$ излучение становится циркулярно поляризованным и определяется одним параметром V . Два потока с параметрами Стокса $\frac{Q}{J}$, $\frac{U}{J}$, $\frac{V}{J}$ и $-\frac{Q}{J}$, $-\frac{U}{J}$, $-\frac{V}{J}$ называются *противоположно поляризованными*.

На практике излучение всегда представляет собой суперпозицию многих независимых простых волн. Параметры Стокса, описывающие реальное излучение, являются суммами параметров Стокса для составляющих его независимых элементарных пучков:

$$J = \sum_i J_i, \quad Q = \sum_i Q_i, \quad U = \sum_i U_i, \quad V = \sum_i V_i.$$

Из аддитивности параметров Стокса выводится *принцип оптической эквивалентности*, утверждающий, что потоки излучения, имеющие одинаковый вектор Стокса $\{J, Q, U, V\}$, будут неразличимы по интенсивности и состоянию поляризации. Из этого следует, что четыре параметра Стокса образуют систему, необходимую и достаточную для описания реального света.

Если для всех простых волн отношение a_i/a_r и разности $\delta = \varepsilon_i - \varepsilon_r$ сохраняются неизменными, то излучение будет восприниматься как простая поляризованная волна. При этих условиях определение параметров Стокса остается в силе, только под a_i , a_r и a следует понимать их усредненные значения. Если же амплитуды и фазы колебаний хаотичны, то

$$Q = U = V = 0.$$

Такое излучение будет *естественным*, неполяризованным. Это условие является необходимым и достаточным для определения естественного излучения. Оно может быть представлено двумя независимыми противоположно поляризованными потоками равной интенсивности. Когда же между a_i/a_r и $\delta = \varepsilon_i - \varepsilon_r$ сохраняются некоторые корреляции, излучение будет *частично поляризованным*. В наиболее общем случае его можно рассматривать как смесь естественного и эллиптически поляризованного излучений. Это излучение с вектором Стокса $\{J, Q, U, V\}$ всегда может быть разложено на естественное излучение, определяемое вектором

$$I_e = \left\{ J - \sqrt{Q^2 + U^2 + V^2}, 0, 0, 0 \right\},$$

и эллиптически поляризованное излучение

$$I_p = \left\{ \sqrt{Q^2 + U^2 + V^2}, Q, U, V \right\},$$

так что его общая интенсивность $J = I_e + I_p$.

Частично эллиптически поляризованное излучение представляет наиболее общий случай поляризованного излучения. Когда же естественное излучение смешивается с линейно или циркулярно поляризованным излучением, мы имеем дело с *частично линейно поляризованным* излучением и *частично циркулярно поляризованным* излучением.

Астрономам наиболее часто приходится встречаться с частично линейно поляризованным излучением. В классических терминах оно определяется интенсивностью I , степенью поляризации p и углом φ_0 , задающим положение плоскости преимущественных колебаний. При этом степень поляризации может быть определена через разделение излучения на поляризованное (I_p) и неполяризованное (I_e) излучение или на два противоположно поляризованных

компонента с максимальной (I_{\max}) и минимальной (I_{\min}) интенсивностью. Соответственно получаем два равнозначных определения степени поляризации:

$$p = \frac{I_p}{I_p + I_e} = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}.$$

В качестве угла, определяющего положение плоскости преимущественных колебаний, в астрономии обычно используется *позиционный угол* θ – угол, отсчитываемый от направления на северный полюс против часовой стрелки. Частично линейно поляризованное излучение определяется вектором $\{J, Q, U, 0\}$. Для описания поляризации этого излучения достаточно двух нормированных параметров Стокса Q/J и U/J . Очевидно, что они связаны с параметрами p и φ_0 соотношениями:

$$\frac{Q}{J} = p \cos 2\varphi_0, \quad \frac{U}{J} = p \sin 2\varphi_0,$$

и обратно,

$$p = \frac{\sqrt{Q^2 + U^2}}{J} \quad \text{и} \quad \operatorname{tg} 2\varphi_0 = \frac{U}{Q}.$$

Интенсивности излучения в астрономии обычно измеряют в звездных величинах, поэтому представляется удобным выражать в них и результаты поляризационных измерений. Введем вместо p величину

$$\Delta m_p = 2,5 \lg \frac{I_{\max}}{I_{\min}},$$

которую часто называют *величиной поляризации*. Тогда можно написать

$$\Delta m_p = 2,5 \cdot 0,434 \ln \left(\frac{1+p}{1-p} \right) \approx 2,172 p$$

и

$$p \approx 0,461 \Delta m_p.$$

Параметры Стокса, благодаря их аддитивности, позволяют легко суммировать и разделять различно поляризованные световые потоки, а также более чем параметры p и φ_0 пригодны для статистических исследований.

3.2. Атом водорода

Изучая спектры, Иоганн Бальмер (швейцарский преподаватель музыки) экспериментально обнаружил в 1885 г., что линии в спектре водорода подчиняются формуле

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad n = 3, 4, 5, \dots$$

Хотя эта формула с большой точностью соответствовала наблюдениям, было непонятно, почему она справедлива. Физическую интерпретацию этой формулы и ее теоретический вывод дал через 30 лет Нильс Бор. Для описания атома водорода Бор принял модель атома Резерфорда (массивное ядро и легкие электроны). Атом водорода является простейшим из атомов и состоит из одного протона и одного электрона. Согласно модели Бора, электрон в атоме водорода обращается вокруг протона по круговой орбите. Несмотря на то, что эта модель очень мало близка к действительности, она может успешно использоваться для предсказания некоторых свойств атома водорода. Создавая теорию атома водорода, Бор ввел два постулата. Первый постулат Бора утверждает, что *угловой момент электрона (момент импульса) должен быть кратным \hbar* :

$$mvr = n\hbar,$$

где

$$\hbar = h / 2\pi,$$

m – масса электрона,

v – скорость электрона,

r – радиус орбиты,

n – главное квантовое число, $n = 1, 2, 3, \dots$

Заряженная частица на круговой орбите (имея таким образом ускоренное движение) должна испускать электромагнитное излучение, теряя энергию, в соответствии с правилами классической электродинамики. Поэтому электрон должен был бы по спирали приближаться к ядру. Вычисление на основе классической электродинамики показывает, что электрон в атоме водорода должен излучить всю свою энергию за считанные доли секунды. Однако в атоме этого не происходит. Объяснение этой ситуации заключено во втором постулате Бора, утверждающем, что *электрон движется по разрешенной орбите вокруг ядра не излучая. Излучение происходит только тогда, когда электрон переходит с более высокого энерге-*

тического состояния на более низкое. Излученный квант имеет энергию $h\nu$, равную разности энергий этих состояний:

$$h\nu = E_{n_2} - E_{n_1}.$$

Найдем энергию электрона в состоянии E_n .

Закон Кулона дает силу притяжения электрона к протону:

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r_n^2},$$

где $\epsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12} \text{ N}^{-1} \text{ m}^{-2} \text{ C}^2$ — электрическая постоянная (C — кулон, N — ньютон, m — метр), $e = 1.6 \times 10^{-19} \text{ C}$ — заряд электрона, r_n — расстояние между электроном и протоном. Ускорение частицы, движущейся по круговой орбите радиуса r_n , будет

$$a = \frac{v_n^2}{r_n}.$$

Применяя второй закон Ньютона ($F = ma$), получим

$$\frac{mv_n^2}{r_n} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r_n^2}.$$

Отсюда, учитывая первый постулат Бора ($mvr = n\hbar$), находим

$$v_n = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 \hbar n}, \quad r_n = \frac{4\pi\epsilon_0 \hbar^2}{me^2} n^2.$$

Полная энергия электрона на орбите n будет

$$E_n = T + V = \frac{1}{2}mv_n^2 - \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r_n} = -\frac{me^4}{32\pi^2 \epsilon_0^2 \hbar^2} \frac{1}{n^2} = -C \frac{1}{n^2},$$

где C — константа. Для нижнего состояния ($n = 1$) отсюда получим

$$E_1 = -2.18 \times 10^{-18} \text{ Дж} = -13.6 \text{ эВ}.$$

Т.о. для энергии кванта, излученного при переходе $E_{n_2} \rightarrow E_{n_1}$, получим:

$$h\nu = E_{n_2} - E_{n_1} = C \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right).$$

Переходя от частоты ν к длине волны λ , получим

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{\nu}{c} = \frac{C}{hc} \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right) = R \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right),$$

где R есть постоянная Ридберга. Она названа так в честь шведского спектроскописта, который провел обширные исследования атомных спектров. Значение R для спектра водорода равно: $R = 1.097 \times 10^7 \text{ m}^{-1}$. Так как экспериментально это уравнение было получено И. Бальмером для $n_1 = 2$, систему линий, производимых переходами $E_n \rightarrow E_2$, называют *Бальмеровской серией*. Эти линии находятся в видимой части спектра. При переходах электрона к его основному состоянию ($E_n \rightarrow E_1$) получается *серия Лаймана* в ультрафиолете. Другими именованными сериями являются *серия Паули* ($n_1 = 3$), *серия Бреккетта* ($n_1 = 4$) и *серия Пфунда* ($n_1 = 5$).

3.3. Квантовые числа

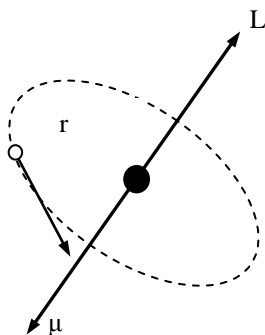
Модель атома Бора нуждается только в одном квантовом числе, n , для описания всех энергетических уровней электрона. Но она может объяснить только грубые черты атома с одним электроном. Так, при применении теории Бора к спектрам щелочных металлов (литий, натрий) обнаружилась нестыковка с наблюдениями. Чтобы преодолеть эту трудность Зоммерфельд ввел вместо круговых эллиптические орбиты. Квантовомеханическое описание модели атомов включает в себя четыре квантовых числа, одним из которых является введенное Бором число n , которое называется *главным квантовым числом*. Остальными тремя являются:

Квантовое число l полного углового момента. Бор в своей модели атома водорода рассматривал только круговые орбиты. Однако движущаяся по классической орбите частица с определенной энергией может описывать как круговую орбиту, так и любую из бесконечного числа *эллиптических* орбит. Энергия частиц на каждой из таких орбит одна и та же, а *момент импульса* – различный. Для данного значения энергии состояния круговая орбита имеет наибольший момент импульса. Наиболее вытянутая эллиптическая орбита имеет наименьший момент импульса. В модели эллиптических орбит Зоммерфельда главное квантовое число n определяет только энергию состояния, а для характеристики орбитального момента импульса вводится новое квантовое число l

$$L = \sqrt{l(l+1)}\hbar, \quad (l = 0, 1, 2, \dots, n-1).$$

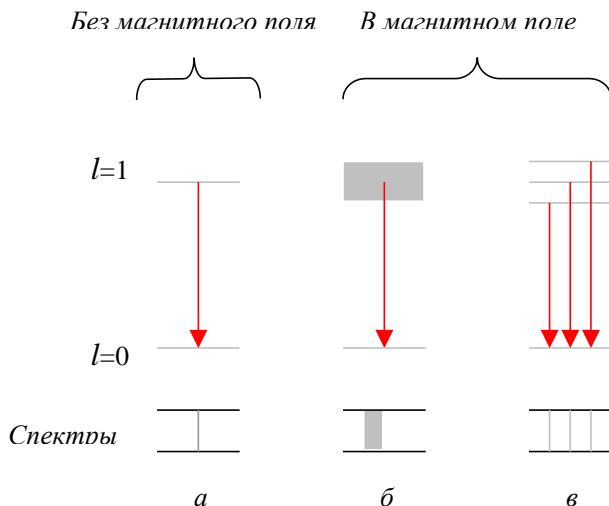
Магнитное квантовое число m_l (которое дает направление углового момента). Так как момент импульса – вектор, он имеет не только численное значение, но и направление. Обычно не существу-

ет такой физической величины, которая имела бы выделенное направление в пространстве, и поэтому направление L не имеет значения. Однако если присутствует *магнитное поле*, то некоторое направление в пространстве оказывается выделенным. Связь магнитного поля с направлением момента импульса обусловлена тем, что орбитальный электрон эквивалентен круговому току, который ведет себя подобно крошечному магниту, и поэтому взаимодействует с магнитным полем.



На рисунке показан вектор момента импульса L электрона на орбите. Так как движущийся заряд отрицателен, магнитный момент μ , обусловленный орбитальным движением электрона, направлен противоположно моменту импульса.

Орбитальный магнитный момент электрона порождается его зарядом и орбитальным моментом импульса. Так как L квантуется, квантуется и μ . Согласно классической теории спектральные линии излучения атома в магнитных полях должны *уширяться*. Однако, как показали эксперименты, этого не происходит. Питером Зеemanом было обнаружено, что некоторые спектральные линии, представляющие собой *синглеты* в отсутствие магнитного поля, превращаются в *мультиплеты*, когда испускание происходит в магнитном поле, причем каждая компонента мультиплетта представляет собой резкую линию.



На рисунке показаны спектральные линии, возникающие при переходе между двумя состояниями в отсутствие магнитного поля и в магнитном поле.

а – резкая спектральная линия в отсутствие магнитного поля;

б – согласно классической теории, присутствие магнитного поля должно уширять линию (при этом уширяется только состояние с $l=1$, состояние с $l=0$ не имеет орбитального момента импульса и, следовательно, орбитального магнитного момента и поэтому не уширяется);

в – при квантовомеханическом представлении в магнитном поле разрешены только дискретные состояния (число которых $2l+1$), и состояние с $l=1$ расщепляется на три подсостояния. Излучение состоит из триплета спектральных линий.

Это явление называется *эффектом Зеемана*. Его можно объяснить в рамках теории Бора только с помощью дополнительной гипотезы, вводя еще одно квантовое число.

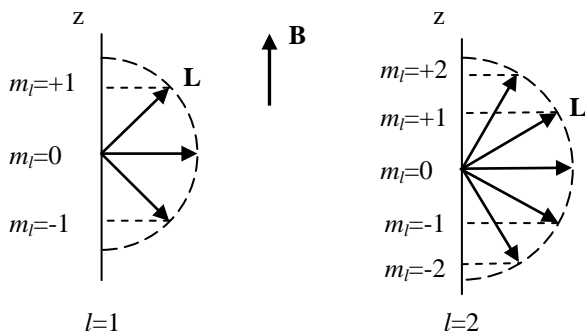
Так как для атомов в магнитном поле вместо уширенных спектральных линий наблюдаются дискретные линии, должно существовать ограничение, накладываемое на направления вектора магнитного момента (а следовательно, и вектора момента импульса) относительно направления магнитного поля. Эффект Зеемана можно объяснить, сделав допущение, что *проекция \mathbf{L} на направление*

магнитного поля квантуется. Таким образом, не только величина \mathbf{L} , но и проекция \mathbf{L} на направление поля должна быть кратна \hbar .

Величина проекции момента импульса на направление поля определяется квантовым числом m_l . Если принять за это направление ось z , то правило квантования можно выразить так:

$$L_z = m_l \hbar, \quad m_l = l, l-1, \dots, 0, \dots, -l+1, -l,$$

где L_z – проекция \mathbf{L} на ось z . Проекция \mathbf{L} может быть ориентирована как по направлению \mathbf{B} , так и противоположно ему, поэтому m_l может принимать как положительные, так и отрицательные значения; всегда возможно значение $m_l = 0$ ($\mathbf{L} \perp \mathbf{B}$), а максимальное и минимальное значения m_l будут соответственно равны $+l$ и $-l$. Таким образом, всегда имеется $2l+1$ разрешенное значение m_l .

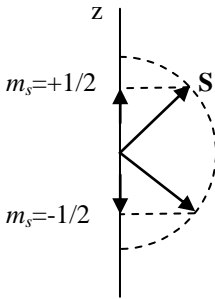


Теперь легко понять происхождение мультиплетов Зеемана. В присутствии магнитного поля состояние с $l = 1$ расщепляется на три уровня, соответствующие трем разрешенным ориентациям \mathbf{L} по отношению к \mathbf{B} : $m_l = +1, 0, -1$. Эти уровни называются *магнитными подуровнями*. Нижний уровень имеет $l = 0$ (и, следовательно, $\mu = 0$) и поэтому не расщепляется. С каждого из трех подуровней могут происходить переходы на нижний уровень, и для каждого перехода существует характерная частота. Следовательно, в спектре появляется *триплет*.

Спиновое квантовое число s (дающее направление спина электрона). Введение магнитного квантового числа m_l в модель атома все равно оставило некоторые необъяснимые факты (некоторые спектральные линии, которые согласно теории должны были быть *синглетами*, оказались *дублетами*; некоторые мультиплеты оказались аномальными). В 1925 году Гаудсмит и Уленбек пришли к выводу, что оба эти эффекта свидетельствуют о наличии у электрона

собственных момента импульса и магнитного момента, помимо тех, которые обусловлены орбитальным движением. С классической точки зрения можно представить электрон в виде вращающегося заряженного шарика – механическое вращение порождает момент импульса, а вращающийся заряд эквивалентен крошечному круговому току и, следовательно, обладает магнитным моментом. Эта классическая модель теряет смысл в рамках квантовой теории, но, тем не менее, это представление удобно и им часто пользуются; *собственный момент импульса* электрона обычно называют *спином*.

Спин – векторная величина и обозначается символом \mathbf{S} . Как и в случае орбитального момента импульса, где $L = \sqrt{l(l+1)}\hbar$, величина \mathbf{S} определяется как $S = \sqrt{s(s+1)}\hbar$, но в отличие от квантового числа орбитального момента импульса (которое может принимать значения $0, 1, 2, \dots, n-1$), спиновое квантовое число s имеет только одно



значение: $s = \frac{1}{2}$. Поэтому существуют только две разрешенные проекции \mathbf{S} на выбранное направление, т.е.

$$S_z = m_s \hbar, \quad (m_s = +\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}).$$

Разрешены только эти две проекции ($S_z = 0$ не разрешено), так как проекции \mathbf{L} и \mathbf{S} могут отличаться только на величины, кратные \hbar .

Спин и орбитальный момент импульса электрона объединяются в *полный момент импульса* \mathbf{J} .

Чтобы понять тонкую структуру спектра атома необходимо также включить в рассмотрение спин ядра. Квантовомеханически можно описать также атомы с несколькими электронами, хотя вычисления становятся очень сложными.

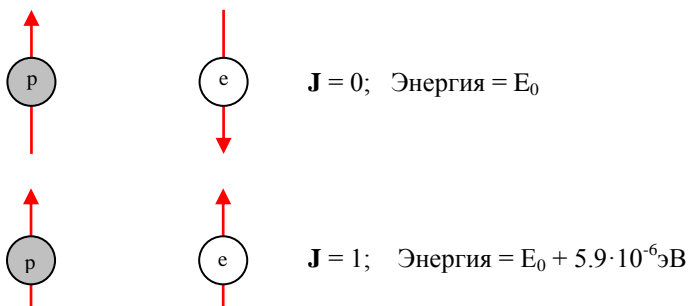
3.4. Правила отбора

Состояние электрона, полностью описывающееся четырьмя введенными квантовыми числами, не может изменяться произвольно – переходы ограничены правилами отбора, которые следуют из некоторых законов сохранения. Правила отбора определяют как квантовые числа должны измениться при переходе. Наиболее вероятными

являются переходы, которые заставляют атом вести себя подобно осциллирующему электрическому *диполю* (диполем называется совокупность двух равных по абсолютной величине разноименных зарядов q , помещенных на некотором расстоянии l один от другого). Вероятности всех других переходов намного меньше, и они называются *запрещенными переходами* (например, магнитодипольные переходы и все квадрупольные и мультипольные переходы). Спектральные линии, порождаемые запрещенными переходами, называются *запрещенными линиями*. Вероятность такого перехода так низка, что при нормальных обстоятельствах переход не может иметь место, прежде чем столкновительные силы не изменят состояние электрона. Запрещенные линии возможны только в том случае, если газ чрезвычайно разрежен (планетарные туманности).

Так как ядра, подобно электронам, имеют спин, то полный момент атома \mathbf{J} представляет собой сумму полного момента электронов и спина ядра. В атомных спектрах имеются небольшие особенности, зависящие от того, совпадает ли направление полного момента электронов с направлением спина ядра или противоположно ему.

В атоме водорода, находящемся в основном состоянии ($n = 1$), орбитальный момент электрона равен нулю, так что полный момент атома равен сумме спинов электрона и ядра (протона). Спины электрона и ядра могут быть либо параллельны, либо антипараллельны. В основном состоянии спины электрона и протона направлены в противоположные стороны, так что полный момент атома $\mathbf{J} = 0$. Требуется совсем небольшое количество энергии, $5.9 \cdot 10^{-6} \text{эВ}$, чтобы «перевернуть» один из спинов и создать состояние, при котором оба спина будут направлены в одну сторону и $\mathbf{J} = 1$.



Так как разность энергий двух спиновых состояний мала, эффект «переворота» спина обычно не имеет существенного значения. Од-

нако именно эти спиновые переходы дали богатую информацию о распределении водорода в нашей Галактике.

Большая часть вещества во Вселенной представляет собой водород; водород – основной материал, из которого в звездных «печах» создаются более тяжелые элементы. После того, как первичный водородный газ, сконденсировавшись, образовал протозвезды, в межзвездном пространстве осталось значительное количество водорода. Так, в нашей Галактике в межзвездном пространстве находится даже больше водорода, чем в звездах. Средняя плотность межзвездного водорода составляет около 1 атома в 1 см^3 . Но даже при столь малой плотности атомы водорода иногда (примерно раз за 25 лет) сталкиваются друг с другом. Эти столкновения могут перевести атом из основного состояния с $\mathbf{J} = 0$ в состояние с $\mathbf{J} = 1$. Большая часть возбужденных атомов при повторных столкновениях вернется в основное состояние и при этом переходе испустит фотон с энергией $5.9 \cdot 10^{-6} \text{ эВ}$. Этот процесс, несмотря на его редкость, можно обнаружить благодаря тому, что в космическом пространстве содержится огромное количество водорода.

Таким образом, благодаря постоянному переходу атомов водорода в межзвездном пространстве в состояние с $\mathbf{J} = 1$ и последующему излучению при переходе в основное состояние, можно обнаружить присутствие водорода и определить его количество в межзвездном пространстве. Фотон с энергией $5.9 \cdot 10^{-6} \text{ эВ}$, испускаемый в процессе «переворота» спина, имеет длину волны 21.1 см . Пользуясь радиотелескопами, настроенными на излучение с длиной волны 21 см , можно составить подробные карты распределения водорода в нашей Галактике.

3.5. Числа населенности

Число населенности n_i энергетического состояния i означает число атомов в этом состоянии на единицу объема. В тепловом равновесии числа населенности подчиняются *распределению Больцмана*:

$$\frac{n_i}{n_0} = \frac{g_i}{g_0} e^{-\Delta E / kT}, \quad (3.1)$$

где T – температура, $\Delta E = E_i - E_0 = h\nu$ – разность энергий между возбужденным и основным состоянием, а g_i – статистический вес уровня i (это есть число различных состояний с одной и той же энергией E_i). Индекс 0 всегда относится к основному состоянию.

Числа населенности зачастую отличаются от значений, даваемых формулой (3.1), но все же можно определить *температуру возбуждения* T_{exc} таким образом, чтобы (3.1) давала точные числа населенности, когда T заменено на T_{exc} . Температура возбуждения может быть различна для различных энергетических уровней.

3.6. Молекулярные спектры

Энергетические уровни атома определяются его электронами. В случае молекулы имеется намного больше возможностей: атомы могут вибрировать около их точки равновесия, а молекула может вращаться вокруг некоторой оси. И вибрации и вращения квантуются. Переходы между последовательными вибрационными состояниями обычно влекут фотоны в инфракрасной области, тогда как переходы между ротационными состояниями влекут фотоны в микроволновой области. Комбинируясь с переходами электронов эти переходы производят спектр, характерный для молекул. Спектр имеет несколько узких полос, составленных из большого числа линий.

3.7. Непрерывные спектры

Согласно принципу неопределенности Гейзенберга, каждая спектральная линия имеет естественную ширину. Атомы имеют также тепловые движения, а Доплеровский сдвиг, производимый этими случайными движениями, расширяет профили линий.

Каждый фотон имеет некоторую определенную длину волны, и таким образом в своей основе каждый спектр состоит из отдельных линий. Иногда, однако, линии так близко упакованы и так широки, что спектр выглядит непрерывным. Непрерывные эмиссионные спектры могут возникнуть при рекомбинациях и свободно-свободных переходах. При рекомбинации атом захватывает (поглощает) свободный электрон, энергия которого не квантована; при свободно-свободных переходах и начальное и финальное состояния не квантованы. Таким образом, эмиссионная линия может иметь любую частоту. Аналогично, ионизация и свободно-свободные переходы могут приводить к возникновению непрерывного спектра поглощения.

Когда давление горячего газа возрастает, спектральные линии начинают уширяться. При высоком давлении атомы сталкиваются друг с другом более часто, а тесные сближения возмущают энерги-

тические уровни. Когда давление достаточно высоко, линии начинают перекрываться. Таким образом, спектр горячего газа при высоком давлении непрерывен. Электрические поля также уширяют спектральные линии (*эффект Штарка*).

В жидких и твердых телах атомы упакованы более плотно, чем в газообразной материи. Их взаимные возмущения уширяют энергетические уровни, производя непрерывный спектр.

3.8. Излучение абсолютно черного тела

Черное тело определяется как объект, который не отражает или рассеивает излучение, падающее на него, а поглощает и переизлучает излучение полностью. Абсолютно черное тело есть тип идеального излучателя, который не может существовать в реальном мире. Но все же многие объекты ведут себя в очень большой степени, как если бы они были абсолютно черными телами.

Излучение черного тела зависит только от его температуры, будучи совершенно независимым от его формы, материала и внутреннего строения. Распределение энергии такого излучения подчиняется закону Планка и является функцией только от температуры. Зависимость интенсивности излучения черного тела с частотой ν от температуры T определяется формулой:

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp(h\nu/kT) - 1},$$

где h – постоянная Планка, c – скорость света, k – постоянная Больцмана.

Спектр абсолютно черного тела, задаваемый законом Планка, является непрерывным.

Можно также записать формулу Планка как функцию от длины волны. Потребуем, чтобы $B_\nu d\nu = -B_\lambda d\lambda$. Здесь поставлен знак минус, так как длина волны уменьшается с ростом частоты. Так как

$$\nu = \frac{c}{\lambda}, \text{ имеем}$$

$$\frac{d\nu}{d\lambda} = -\frac{c}{\lambda^2},$$

откуда

$$B_\lambda = -B_\nu \frac{d\nu}{d\lambda} = B_\nu \frac{c}{\lambda^2},$$

или

$$B_{\lambda}(T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp(hc/\lambda kT) - 1}.$$

Используя любую из функций B_{ν} и B_{λ} можно легко получить полную интенсивность:

$$B(T) = \int_0^{\infty} B_{\nu} d\nu = \int_0^{\infty} B_{\lambda} d\lambda.$$

Попытаемся найти полную интенсивность, используя первый из этих интегралов:

$$B(T) = \int_0^{\infty} B_{\nu} d\nu = \frac{2h}{c^2} \int_0^{\infty} \frac{\nu^3 d\nu}{\exp(h\nu/kT) - 1}.$$

Введем новую переменную интегрирования $x = h\nu/kT$, откуда $d\nu = (kT/h)dx$. С этой заменой наш интеграл принимает вид:

$$B(T) = \frac{2h}{c^2} \left(\frac{kT}{h} \right)^4 \int_0^{\infty} \frac{x^3 dx}{e^x - 1}.$$

Этот интеграл берется не элементарно, но дает в результате вещественное число, не зависящее от температуры. Таким образом

$$B(T) = AT^4,$$

где постоянная A имеет значение

$$A = \frac{2k^4}{c^2 h^3} \frac{\pi^4}{15}.$$

Освещенность (или энергетическая светимость) E для изотропического излучения будет

$$E = \pi B \text{ или } E = \sigma T^4.$$

Это есть закон Стефана-Больцмана, а константа $\sigma = \pi A$ есть постоянная Стефана-Больцмана:

$$\sigma = 5.67 \cdot 10^{-5} \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{град}^4}.$$

Из закона Стефана-Больцмана находится соотношение между светимостью и температурой звезды. Если радиус звезды R , площадь ее поверхности $4\pi R^2$, освещенность на поверхности есть E , то имеем

$$L = 4\pi R^2 E.$$

Если предположить, что звезда излучает подобно абсолютно черному телу, т.е. $E = \sigma T^4$, то

$$L = 4\pi\sigma R^2 T^4. \quad (3.2)$$

Этим соотношением определяется так называемая *эффективная температура* звезды.

Как это видно из последнего соотношения, светимость, радиус и температура звезды являются взаимозависимыми величинами. Они также связаны с абсолютной болометрической величиной звезды. Так как разность абсолютной болометрической величины звезды и Солнца есть

$$M_{bol} - M_{bol,\odot} = -2.5 \lg \frac{L}{L_{\odot}}$$

мы можем, используя соотношение (3.2), выразить последнее равенство через радиусы и температуры:

$$M_{bol} - M_{bol,\odot} = -5 \lg \frac{R}{R_{\odot}} - 10 \lg \frac{T}{T_{\odot}}.$$

Дифференцируя формулу Планка для $B_{\lambda}(T)$ относительно λ и приравнявая производную нулю, получим так называемый *закон смещения Вина*:

$$\lambda_{\max} T = b = const,$$

откуда следует, что длина волны в спектре излучения абсолютно черного тела, соответствующая наибольшей спектральной плотности энергетической светимости λ_{\max} , обратно пропорциональна абсолютной температуре T тела.

Когда длина волны близка к максимальной или намного больше, чем λ_{\max} , формула Планка может быть аппроксимирована более простыми выражениями.

Когда $\lambda \approx \lambda_{\max}$ (или $\frac{hc}{\lambda kT} \gg 1$) имеем $e^{\frac{hc}{\lambda kT}} \gg 1$. В этом случае получаем *аппроксимацию Вина*:

$$B_{\lambda}(T) \approx \frac{2hc^2}{\lambda^5} e^{-hc/\lambda kT}.$$

Когда же $hc/\lambda kT \ll 1$, ($\lambda \gg \lambda_{\max}$), мы имеем $e^{hc/\lambda kT} \approx 1 + hc/\lambda kT$, что дает *аппроксимацию Релея-Джинса*:

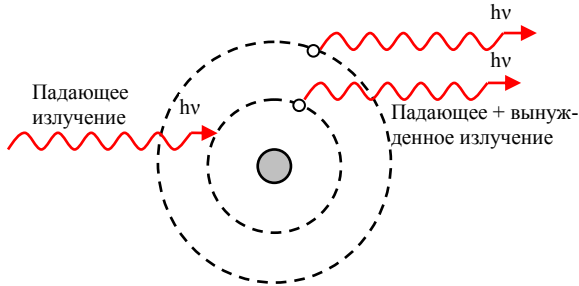
$$B_{\lambda}(T) \approx \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{\lambda kT}{hc} = \frac{2ckT}{\lambda^4}.$$

Эта формула особенно полезна в радиоастрономии.

Классическая физика предсказала только аппроксимацию Релея-Джинса. Согласно ей, интенсивность растет до бесконечности, когда $\lambda \rightarrow 0$, противореча наблюдениям. Такой результат известен как ультрафиолетовая катастрофа.

3.9. Вынужденное излучение и лазеры

Если фотон падает на атом, находящийся в возбужденном состоянии, то он стимулирует процесс высвечивания. (Фотон не может возбудить атом, так как атом уже возбужден, но может вызвать процесс, эквивалентный возбуждению – высвечивание с переходом атома в исходное состояние). Такой процесс называется *вынужденным* или *стимулированным* излучением.



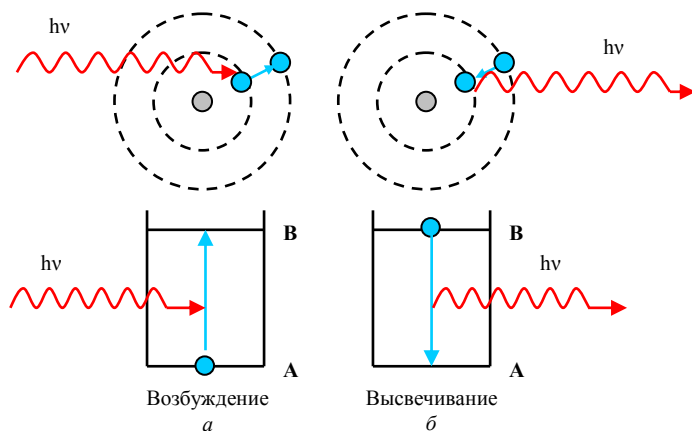
Существенной особенностью вынужденного излучения является то, что падающий и испущенный атомом фотоны оказываются в фазе. Иными словами, они распространяются в одном направлении и колеблются в такт. Таким образом, эти фотоны усиливают друг друга. Если мы имеем некоторое количество атомов и часть из них находится в одном и том же возбужденном состоянии, то единственный падающий фотон может стимулировать вынужденное излучение этих атомов. Каждый испущенный фотон может в свою очередь стимулировать испускание фотонов другими атомами, так что система в целом может почти разом излучить всю энергию возбуждения в виде сгустка фотонов, находящихся в фазе друг с другом. Таким образом, вынужденное и самопроизвольное излучение различаются в том, что в самопроизвольном процессе фотоны излучаются в случайных направлениях и с разными фазами, а при вынужденном излучении фотоны испускаются практически одновременно и в фазе.

Устройство, создающее интенсивные пучки когерентного излучения (т.е. излучения, в котором фазы всех волн совпадают) с использованием вынужденного излучения в диапазоне световых волн, называется *лазером* (слово «лазер» составлено из первых букв английского названия Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation, которое в переводе означает «усилитель света, основанный на вынужденном излучении»). Первые практические устройства, построенные на этом принципе, работали на микроволнах и получили название *мазеров* (Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation – микроволновые усилители, основанные на вынужденном излучении).

При создании лазера необходимо решить две главные проблемы:

- «накачать» энергию в систему атомов так, чтобы достаточное число атомов находилось в возбужденном состоянии;
- добиться того, чтобы большинство фотонов испускалось в одном направлении.

Представим схематически, что представляет собой процесс возбуждения атома и возвращения его в основное состояние.

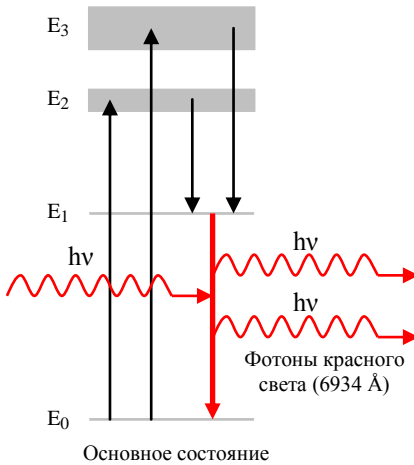


а) Падающий фотон с энергией $h\nu$ возбуждает атом, переводя электрон в состояние **В** с более высокой энергией;

б) Электрон возвращается в основное состояние (**А**) и испускает фотон с энергией $h\nu$.

Если верхнее (возбужденное) состояние в лазерном устройстве оказывается узким, то падающее излучение также должно иметь строго определенную энергию. Источник «белого» света в данном

случае не подходит, так как он испускает фотоны в широком интервале энергий, и лишь немногие из них имеют энергию, подходящую для эффективной «перекачки» атомов в верхнее состояние. В 1960 г. Чарльз Таунс и Артур Шавлов из Колумбийского университета обратили внимание на интересное свойство кристаллов рубина, которое, по-видимому, позволяло решить эту задачу. Рубин состоит из бесцветной окиси алюминия, которая содержит в виде примеси небольшое количество хрома. (Примесь хрома и придает рубину его характерный красный цвет.)

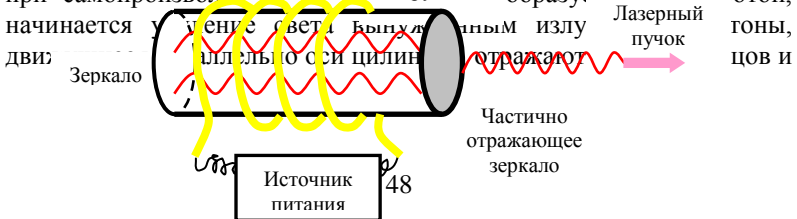


Отличительная особенность энергетических состояний атомов хрома в рубине состоит в том, что их энергетические уровни E_2 и E_3 представляют собой достаточно широкие полосы. Это означает, что возбужденное состояние атома хрома не связано с одной точно определенной энергией, а может иметь любую энергию в окрестности E_2 и E_3 . Так как полосы достаточно широки, белый свет от источника оптической накачки содержит большое число фотонов с

энергиями внутри полос, что позволяет производить накачку. Сначала происходит переход с каждой из полос в состояние E_1 . Следовательно, лазерным будет переход $E_1 \rightarrow E_0$. Соответствующее излучение лежит в красной части спектра при 6934 \AA .

Чтобы решить проблему направленности, кристаллу рубина придают форму цилиндра со строго параллельными основаниями.

Одно основание цилиндра посеребрено и представляет собой зеркало, другое покрыто серебром лишь частично, так что некоторая доля излучения может через него пройти. Накачка производится с помощью разрядной лампы большой мощности, которая имеет форму спирали, обмотанной вокруг оси цилиндра. Как только начинается процесс возбуждения атомов, излучение начинает двигаться по оси цилиндра.



снова проходят через кристалл, стимулируя испускание дополнительных фотонов. Часть этого излучения выходит через не полностью отражающий торец и образует лазерный пучок. Большая часть самопроизвольно испущенных фотонов движется не параллельно оси. Они не вносят вклада в лазерный пучок, однако достаточное число фотонов отражается от торцов цилиндра и поддерживает действие лазера. Энергия непрерывно накачивается в кристалл источником света, и некоторая ее доля (обычно очень незначительная) испускается в виде лазерного пучка; это излучение когерентно, почти монохроматично и имеет высокую степень направленности. Таким образом, хотя в лазерный пучок преобразуется только малая доля затраченной энергии, вся излучаемая энергия сосредоточена в очень тонком пучке, мощность которого, будучи направлена на площадку меньше 1мм^2 , может превосходить 10^{13}вт . (Эта мощность примерно в 100 раз превышает мощность всех электростанций США, однако импульс лазера длится всего примерно 10^{-12}сек .)

К настоящему времени найдены сотни материалов – твердых тел, жидкостей и газов, которые могут давать лазерный эффект. Некоторые лазерные источники были обнаружены в межзвездных молекулярных облаках и пыли, окружающей звезды.

3.10. Синхротронное излучение

Заряженные частицы движутся в магнитном поле по спиралям вокруг силовых линий. Это движение является круговым и поэтому оно ускоренное. Свободный заряд в ускоренном движении будет испускать электромагнитное излучение в направлении его вектора скорости. Такое излучение называется *синхротронным излучением*.

Мазерное и синхротронное излучение являются примерами не-теплового излучения, которое не связано с тепловым движением атомов.

3.11. Лучистый перенос

В пустом пространстве интенсивность излучения не меняется вдоль луча. Интенсивность будет меняться, если пространство заполнено средой, способной поглощать и испускать лучистую энергию. Распространение излучения в среде, называемое также лучистым переносом, является одной из основных проблем астрофизики. Эта проблема очень сложна и относится к тем задачам, которые рас-

смагиваются в курсе теоретической астрофизики. Однако основное уравнение лучистого переноса можно легко вывести.

Пусть на площадку dA , расположенную перпендикулярно к направлению излучения, падает излучение интенсивности I_ν внутри телесного угла $d\omega$ в интервале частот от ν до $\nu + d\nu$ в течение времени dt . Количество энергии, падающее на площадку, будет равно

$$I_\nu dA d\omega d\nu dt .$$

Далее, на пути dr из этого количества энергии будет поглощена некоторая доля, пропорциональная dr . Обозначим эту долю через $\alpha_\nu dr$. Таким образом количество энергии, поглощенной на пути dr , будет равно

$$\alpha_\nu dr I_\nu dA d\omega d\nu dt .$$

Величина α_ν называется коэффициентом поглощения (непрозрачность среды) на частоте ν . Так как доля поглощенной энергии $\alpha_\nu dr$ есть величина безразмерная, то α_ν имеет размерность, обратную длине. Коэффициент поглощения зависит от частоты излучения и координат данной точки, но не зависит от направления излучения (в изотропной среде).

Если среда способна также излучать энергию, то количество энергии, излученное объемом dV внутри телесного угла $d\omega$ в интервале частот от ν до $\nu + d\nu$ в течение времени dt , будет пропорционально $dV d\omega d\nu dt$. Обозначим это количество энергии через

$$j_\nu dV d\omega d\nu dt ,$$

где j_ν – коэффициент излучения (коэффициент эмиссии). Следовательно, коэффициент излучения есть количество энергии, излучаемое единичным объемом в единичном телесном угле в единичном интервале частот за единицу времени. Коэффициент излучения зависит от частоты ν , от координат данной точки и от направления излучения.

Считая величины α_ν и j_ν заданными, определим изменение интенсивности излучения вдоль луча. При этом будем предполагать, что поле излучения стационарно, т.е. не меняется с течением времени.

Возьмем элементарный цилиндр, ось которого направлена по данному лучу. Пусть площадь основания цилиндра равна dA , а вы-

сота равна dr (причем высота мала по сравнению с линейными размерами основания). Рассмотрим излучение, входящее в цилиндр и выходящее из него внутри телесного угла $d\omega$ в интервале частот от ν до $\nu + d\nu$ за время dt . Пусть I_ν – интенсивность излучения, входящего в цилиндр, а $I_\nu + dI_\nu$ – интенсивность выходящего из цилиндра излучения.

Тогда количество входящей в цилиндр энергии будет равно

$$I_\nu dAd\omega dv dt,$$

а количество выходящей –

$$(I_\nu + dI_\nu) dAd\omega dv dt.$$

Количество выходящей из цилиндра энергии будет равно сумме входящей, поглощаемой и испускаемой цилиндром энергий. Поэтому, положив $dV = dAdr$, имеем

$$(I_\nu + dI_\nu) dAd\omega dv dt = I_\nu dAd\omega dv dt - \alpha_\nu dr I_\nu dAd\omega dv dt + j_\nu dAdrd\omega dv dt,$$

откуда

$$\boxed{\frac{dI_\nu}{dr} = -\alpha_\nu I_\nu + j_\nu.}$$

Это и есть искомое уравнение, определяющее изменение интенсивности излучения при прохождении его через поглощающую и излучающую среду. Оно называется *уравнением переноса излучения*.

Теперь несколько преобразуем это уравнение:

$$\frac{dI_\nu}{\alpha_\nu dr} = -I_\nu + \frac{j_\nu}{\alpha_\nu}.$$

Обозначим отношение коэффициента эмиссии j_ν к коэффициенту поглощения α_ν через S_ν :

$$S_\nu = \frac{j_\nu}{\alpha_\nu}.$$

Величина S_ν называется *функцией источника*. Так как $\alpha_\nu dr = d\tau_\nu$, где τ_ν есть оптическая толщина на частоте ν , уравнение лучистого переноса можно переписать в следующем виде:

$$\boxed{\frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} = -I_\nu + S_\nu.}$$

Даже без решения этого уравнения видно, что если $I_\nu < S_\nu$, то $\frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} > 0$, а интенсивность проявляет тенденцию к возрастанию в направлении распространения. Если же $I_\nu > S_\nu$, то $\frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} < 0$, и I_ν будет уменьшаться. В состоянии равновесия излученная и поглощенная энергии равны, откуда можно найти, что $I_\nu = S_\nu$. Поэтому имеем $\frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} = 0$.

В состоянии термодинамического равновесия излучение среды есть излучение абсолютно черного тела, а функция источника описывается формулой Планка:

$$S_\nu = B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp(h\nu/kT) - 1}.$$

Даже если система не находится в термодинамическом равновесии, можно найти температуру возбуждения T_{exc} , такую что $B_\nu(T_{exc}) = S_\nu$. Эта температура может зависеть от частоты.

Формальным решением уравнения лучистого переноса является

$$I_\nu(\tau_\nu) = I_\nu(0)e^{-\tau_\nu} + \int_0^{\tau_\nu} e^{-(\tau_\nu-t)} S_\nu(t) dt.$$

Здесь $I_\nu(0)$ – есть интенсивность фонового излучения, проходящего через среду (например, межзвездные облака) и уменьшающегося экспоненциально в среде. Второй член дает эмиссию в среде. Решение является только формальным, так как в общем функция источника S_ν неизвестна и должна определяться одновременно с интенсивностью. Если $S_\nu(\tau_\nu)$ – константа в облаке, а фоновым излучением можно пренебречь, мы получим

$$I_\nu(\tau_\nu) = S_\nu \int e^{-(\tau_\nu-t)} dt = S_\nu(1 - e^{-\tau_\nu}).$$

Если облако является оптически толстым ($\tau_\nu \gg 1$), то имеем

$$I_\nu = S_\nu,$$

т.е. интенсивность равна функции источника, а процесс эмиссии и поглощения находятся в равновесии.

3.12. Виды температур

Астрономические объекты обладают температурами от почти абсолютного нуля до миллионов градусов. Температура может быть определена различным способом, и ее численное значение зависит от конкретного использованного определения. Температура хорошо определяема только в состоянии термодинамического равновесия. Так как большинство астрофизических объектов не находятся в термодинамическом равновесии, их температуру трудно определить.

Часто температуру определяют сравнением объектов, например звезды, с абсолютно черным телом. Хотя реальные звезды не излучают в точности как черные тела, их спектры обычно могут быть саппроксимированы спектрами черного тела. Результирующая температура зависит от точности критерия, использованного для подгонки функции Планка к наблюдениям.

Наиболее важной величиной, описывающей поверхностную температуру звезды, является *эффективная температура* T_e . Она определяется как температура абсолютно черного тела, которое излучает такую же полную энергию, как звезда. Так как эффективная температура зависит только от полного потока излучения, проинтегрированного по всем частотам, она хорошо определяема для любого распределения энергии, даже если оно далеко уклоняется от закона Планка. Полная плотность потока энергии, как функция температуры, определяется законом Стефана-Больцмана. Если мы определим значение T_e , такое что закон Стефана-Больцмана даст точную плотность потока F на поверхности звезды, мы найдем эффективную температуру.

Плотность потока энергии на поверхности есть

$$F = \sigma T_e^4.$$

Полный поток будет $L = 4\pi R^2 F$, где R - радиус звезды, а плотность потока на расстоянии r будет

$$F' = \frac{L}{4\pi r^2} = \frac{R^2}{r^2} F = \left(\frac{\alpha}{2}\right)^2 \sigma T_e^4,$$

где $\alpha = 2R/r$ - наблюдаемый угловой диаметр звезды.

Таким образом, для прямого определения эффективной температуры мы должны измерить полную плотность потока и угловой

диаметр звезды. Это возможно только в немногих случаях, когда диаметр определяем при помощи интерферометрии.

Если мы предположим, что на некоторой длине волны λ плотность потока F_λ на поверхности звезды подчиняется закону Планка, то получим *яркостную температуру* T_b . В изотропическом случае мы имеем тогда $F_\lambda = \pi B_\lambda(T_b)$. Если радиус звезды R , а расстояние от Земли r , наблюдаемая плотность потока будет

$$F'_\lambda = \frac{R^2}{r^2} F_\lambda.$$

В этом случае тоже F'_λ может быть определено только, если угловой диаметр α известен. Яркостная температура T_b может тогда быть вычислена из

$$F'_\lambda = \left(\frac{\alpha}{2}\right)^2 \pi B_\lambda(T_b).$$

Так как звезда не излучает подобно абсолютно черному телу, ее яркостная температура зависит от использованной в последней формуле длины волны.

В радиоастрономии яркостная температура используется, чтобы выразить интенсивность (или поверхностную яркость) источника. Если интенсивность на частоте ν есть I_ν , яркостная температура находится из

$$I_\nu = B_\nu(T_b).$$

Величина T_b дает температуру черного тела с такой же поверхностной яркостью, как наблюдаемый источник.

Так как радиоволны очень длинные, условие $h\nu \ll kT$ для приближения Релея-Джинса обычно удовлетворяется (за исключением миллиметровых и субмиллиметровых областей), и мы можем записать закон Планка как

$$B_\nu(T_b) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp(h\nu/kT_b) - 1} = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{1 + (h\nu/kT_b) + \dots - 1} \approx \frac{2k\nu^2}{c^2} T_b.$$

Т.о. мы получим следующее выражение для *радиоастрономической яркостной температуры*:

$$T_b = \frac{c^2}{2k\nu^2} I_\nu = \frac{\lambda^2}{2k} I_\nu.$$

Мерой сигнала, регистрируемого радиотелескопом, является *антенная температура* T_A . После того, как антенная температура измерена, мы можем получить яркостную температуру из соотношения

$$T_A = \eta T_b,$$

где η есть лучевая эффективность антенны (типичные значения заключены в интервале $0.4 \leq \eta \leq 0.8$). Последнее уравнение справедливо, если источник достаточно широк, чтобы покрыть целый луч, т.е. телесный угол Ω_A , в котором антенна получает излучение. Если телесный угол, покрываемый источником, Ω_S , меньше чем Ω_A , наблюдаемая антенная температура есть

$$T_A = \eta \frac{\Omega_S}{\Omega_A} T_b, \quad (\Omega_S < \Omega_A).$$

Цветовая температура T_c может быть определена, даже если угловой диаметр источника неизвестен.



Мы должны только знать относительное распределение энергии в некотором диапазоне длин волн $[\lambda_1, \lambda_2]$; в знании абсолютного значения величины потока нет необходимости. Наблюдаемая плотность потока, как функция длины волны, сравнивается с функцией Планка для разных температур. Температура, дающая наилучшее приближение, есть цветовая температура на интервале $[\lambda_1, \lambda_2]$. Цветовая температура обычно является различной для различных интервалов длин волн, так как форма наблюдаемого распределения энергии может совершенно отличаться от спектра абсолютно черного тела.

Есть простой метод для нахождения цветовой температуры. Измеряем плотность потока F'_λ на двух длинах волн λ_1 и λ_2 . Если

предположить, что распределение интенсивности следует закону Планка, отношение этих плотностей потока должно быть таким же, как отношение, полученное из закона Планка:

$$\frac{F'_{\lambda_1}}{F'_{\lambda_2}} = \frac{B_{\lambda_1}(T)}{B_{\lambda_2}(T)} = \frac{\lambda_2^5 \exp(hc/\lambda_2 kT) - 1}{\lambda_1^5 \exp(hc/\lambda_1 kT) - 1}.$$

Температура T , найденная из этого уравнения, есть *цветовая температура*.

Наблюдаемые плотности потоков соответствуют некоторым звездным величинам m_{λ_1} и m_{λ_2} . Определение звездных величин дает

$$m_{\lambda_1} - m_{\lambda_2} = -2.5 \lg \frac{F'_{\lambda_1}}{F'_{\lambda_2}} + const,$$

где константа есть последовательность различных нулевых точек шкалы звездных величин. Если температура не слишком высока, мы можем использовать аппроксимацию Вина в оптической части спектра:

$$\begin{aligned} m_{\lambda_1} - m_{\lambda_2} &= -2.5 \lg \frac{B_{\lambda_1}}{B_{\lambda_2}} + const \\ &= -2.5 \lg \left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1} \right)^5 + 2.5 \frac{hc}{kT} \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right) \lg e + const. \end{aligned}$$

Это соотношение может быть записано как

$$m_{\lambda_1} - m_{\lambda_2} = a + b/T_c,$$

где a и b – константы. Оно показывает, что имеется простое соотношение между разностью двух звездных величин и цветовой температурой.

Строго говоря, звездные величины в последнем соотношении являются монохроматическими, но такое же соотношение может использоваться с широкополосными величинами, подобными B и V . В этом случае две длины волн являются существенно эффективными длинами волн B и V полос. Константа выбирается так, чтобы $B - V = 0$ для звезд спектрального типа A_0 . Таким образом, колор-индекс $B - V$ также дает цветовую температуру.

Кинетическая температура T_k связана со средней скоростью молекул газа. Кинетическая энергия молекулы идеального газа как функция температуры, согласно кинетической теории газа, будет

$$\frac{1}{2}mv^2 = \frac{3}{2}kT_k.$$

Разрешая это уравнение относительно T_k , получим

$$T_k = \frac{mv^2}{3k},$$

где m есть масса молекулы, v ее средняя скорость, k – постоянная Больцмана.

Для идеальных газов давление прямо пропорционально кинетической температуре:

$$P = nkT_k,$$

где n есть численная плотность молекул (количество молекул в единице объема).

Ранее мы определили *температуру возбуждения* T_{exc} как температуру, которая, будучи подставлена в распределение Больцмана, дает наблюдаемые числа населенности. Если распределение атомов по различным уровням является результатом только их взаимных столкновений, температура возбуждения будет равна кинетической температуре

$$T_{exc} = T_k.$$

Температура ионизации T_i находится сравнением числа атомов в различных состояниях ионизации. Так как звезды не являются в точности абсолютно черными телами, значения температур возбуждения и ионизации обычно отличаются, завися от элемента, чьи спектральные линии были использованы для определения температуры.

В термодинамическом равновесии все эти различные температуры равны.

4. НАБЛЮДЕНИЯ И ИНСТРУМЕНТЫ

До конца средних веков наиболее важным инструментом наблюдений в астрономии был человеческий глаз. Он дополнялся различными механическими устройствами для измерения положений небесных тел на небе. Телескоп был изобретен в Голландии в начале 17-го века, а в 1609 г. Галилео Галилей сделал свои первые астрономические наблюдения при помощи этого нового инструмента. Астрономическая фотография возникла в конце 19-го века, а в течение последних нескольких десятилетий появилось множество различного вида электронных приемников для изучения космического электромагнитного излучения. В настоящее время для астрономических наблюдений используется весь электромагнитный спектр от кратчайших γ -лучей до длинных радиоволн.

4.1. Наземные наблюдения

С появлением искусственных спутников и космических кораблей стало возможным проводить астрономические наблюдения вне атмосферы. Все же, большая часть наблюдений выполняется с поверхности Земли. Атмосфера вносит в наблюдения множество искажений. Это, во-первых, рефракция. Воздух никогда не бывает абсолютно устойчивым, имеются слои с различной температурой и плотностью; это является причиной конвекции и турбулентии. Когда свет от звезды проходит через неустойчивую атмосферу, возникают быстрые изменения рефракции. Т.о. количество света, достигающего приемника, например, человеческого глаза, постоянно меняется; звезда как бы мерцает. Планеты светят более стабильно, так как они не являются точечными источниками подобно звездам.

Телескоп собирает свет с большей площади, что сглаживает быстрые изменения и уменьшает мерцание. Вместо этого, различия в рефракции вдоль разных путей света через атмосферу смазывают изображение, и точечные источники выглядят в телескопах как колеблющиеся пятнышки. Размеры видимых дисков могут варьироваться от меньших дуговой секунды до нескольких десятков дуговых секунд. Это явление, а также мерцание, приводят к смазыванию малых деталей при наблюдении в телескоп, например, планеты.

Некоторые области длин волн электромагнитного спектра сильно поглощаются атмосферой. Наиболее важным прозрачным интервалом является так называемое *оптическое окно*, примерно 300 –

800нм (нанометров). Этот интервал совпадает с областью чувствительности человеческого глаза (около 400 – 700нм). На волнах ниже 300нм, поглощение атмосферным озоном мешает излучению достичь поверхности Земли. Озон сконцентрирован в тонком слое на высоте около 20 – 30км, и этот слой защищает Землю от опасного ультрафиолетового излучения. На еще более коротких длинах волн главными поглотителями становятся O_2 , N_2 и свободные атомы. Почти все излучение меньше 300нм поглощается верхними слоями атмосферы.

Для волн более длинных, чем видимый свет, в около инфракрасной области, атмосфера совершенно прозрачна до 1.3мм (микрометров). Здесь имеются некоторые области поглощения, вызываемые водой и молекулярным кислородом, но атмосфера становится более непрозрачной только на длинах волн больше, чем 1.3мм. На этих длинах волн излучение достигает нижних частей атмосферы только в нескольких узких окнах. Все длины волн между 20мм и 1мм полностью поглощаются. На длинах волн больше, чем 1мм имеется *радиоокно*, простирающееся почти до 20м. На еще более длинных волнах ионосфера поглощает все излучение. Точная верхняя граница радиоокна зависит от плотности ионосферы, которая меняется в течение суток.

В оптическом диапазоне волн (300 – 800нм) свет рассеивается молекулами и пылью в атмосфере, и излучение ослабляется. Совместный эффект рассеивания и поглощения называется *экстинкцией*. Экстинкцию необходимо учитывать, когда измеряется яркость небесных тел.

В 19-том столетии лорду Релею удалось объяснить, почему небо голубое. Рассеивание, вызываемое молекулами атмосферы, обратно пропорционально четвертой степени длины волны. Поэтому голубой свет рассеивается больше, чем красный. По этой же причине мы видим садящееся Солнце красным, так как из-за более длинного пути в атмосфере весь голубой свет отсеивается.

В астрономии часто приходится наблюдать очень слабые объекты. Поэтому важно, чтобы фоновое небо было, по возможности, темным, а атмосфера прозрачна насколько возможно. По этой причине большие обсерватории построены на вершинах гор, вдали от городов. Воздух над месторасположением обсерватории должен быть очень сухим, число облачных ночей малым, а видимость хорошей.

Астрономы исследовали всю Землю на предмет оптимальных условий и обнаружили некоторые исключительные места. В таких местах в 1970-х годах было основано несколько новых больших обсерваторий. Среди наилучших из таких мест в мире следующие:

- Потухший вулкан Мауна Кеа на Гавайях, возвышающийся более чем на 4000 м над уровнем моря;
- Сухие горы в северном Чили;
- Пустыня Сонора в США, около границы с Мексикой;
- Горы на Ла Пальма (Канарские острова).

Много более старых обсерваторий терпят серьезное бедствие от света близлежащих городов. По этой причине в 1985 году был закрыт 2.5-метровый телескоп на Маунт Вилсон.

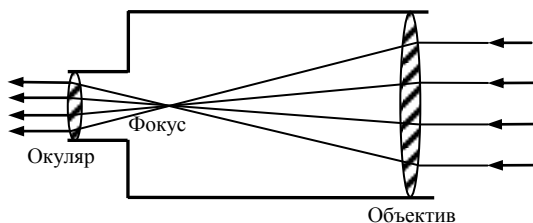
В радиоастрономии атмосферные условия не столь существенны, за исключением наблюдений на наиболее коротких длинах волн. Радиоастрономы имеют намного больше свободы в выборе месторасположения своих инструментов, чем оптические астрономы. Все же, радиотелескопы тоже часто строятся в нежилых местах, чтобы изолировать их от возмущающего радио и телевидения.

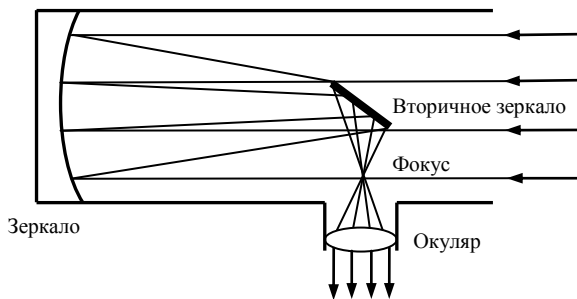
4.2. Оптические телескопы

В астрономических наблюдениях телескоп выполняет три главные задачи:

1. Собирает свет от объектов, делая возможным изучение очень слабых источников.
2. Увеличивает видимый угловой диаметр объекта и т.о. улучшает разрешение.
3. Используется для измерения положений объектов.

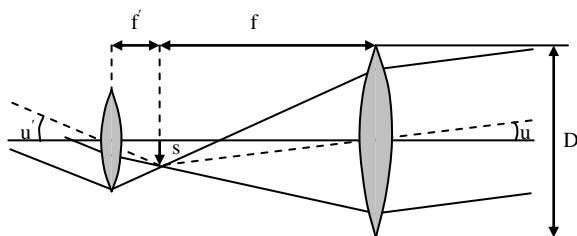
Светособирающая поверхность в телескопе есть либо линза, либо зеркало. Поэтому оптические телескопы подразделяются на два типа – линзовые телескопы (*рефракторы*) и зеркальные телескопы (*рефлекторы*).





Геометрическая оптика. Рефракторы имеют две линзы – *объектив*, который собирает входящий свет и формирует изображение в фокальной плоскости, и *окуляр*, который есть малое увеличивающее стекло для рассматривания изображения.

Линзы помещаются на противоположных концах трубы, которая может быть направлена в любую желаемую точку. Расстояние между окуляром и фокальной плоскостью может регулироваться, чтобы получить изображение в фокусе. Изображение, формируемое объективной линзой, может также запечатлеваться, например, на фотографической пластинке.



Диаметр объектива D называется *апертурой* телескопа. Отношение апертуры D к фокусному расстоянию f

$$F = \frac{D}{f}$$

называется *апертурным отношением*. Эта величина используется для характеристики светособирающей мощности телескопа. Если апертурное отношение большое, около единицы, имеют мощный «быстрый» телескоп; это означает, что можно делать фотоснимки, используя короткие экспозиции, так как изображение яркое. Малое

апертурное отношение (фокусное расстояние намного больше, чем апертура) означает «медленный» телескоп.

В астрономии, как и в фотографии, апертурное отношение часто обозначается через f/n (например, $f/8$), где n есть фокусное расстояние деленное на апертуру. Для быстрых телескопов это отношение может быть $f/1 \dots f/3$, но обычно оно меньше – $f/8 \dots f/15$.

Изображение, формируемое в фокальной плоскости рефрактора, может быть определено геометрически. Когда объект виден под углом u , он образует изображение размером s ,

$$s = f \tan u \approx f \cdot u,$$

т.к. u очень малый угол. Если телескоп имеет фокусное расстояние, например, 343см , то угол в одну дуговую минуту соответствует изображению

$$s = 343\text{см} \times 1' = 343\text{см} \times (1/60) \times (\pi/180) = 1\text{мм}.$$

Увеличение ω есть

$$\omega = u'/u \approx f/f',$$

где использовалось равенство $s = fu$. Здесь f есть фокусное расстояние объектива, а f' – фокусное расстояние окуляра. Например, если $f = 100\text{см}$ и мы используем окуляр с $f' = 2\text{см}$, увеличение будет 50-кратным. Увеличение не является существенной характеристикой телескопа, так как оно может просто изменяться при помощи смены окуляра.

Более важной характеристикой, зависящей от апертуры телескопа, является *разрешающая сила*, которая определяет, например, минимальное угловое разделение компонент двойной звезды, чтобы они выглядели как две отдельные звезды. Теоретический предел для разрешения устанавливается дифракцией света – телескоп не дает точечного изображения звезды, а дает скорее небольшой дифракционный диск. Это явление называют «seeing» – «видимость».

Теоретическое разрешение телескопа часто приводится в форме, введенной Релеем

$$\sin \theta \approx \theta = 1.22 \frac{\lambda}{D}.$$

На практике мы можем говорить, что два объекта наблюдаются раздельно, если угловое расстояние между ними $\theta \geq \frac{\lambda}{D}$.

Эта формула применима как к оптическим, так и к радиотелескопам. Например, если наблюдения проводятся на типично желтых длинах волн ($\lambda = 550\text{нм}$), разрешающая сила рефлектора с апертурой 1м будет порядка $0.''2$. Однако нестационарность атмосферы растягивает изображение точечного источника до диаметра в 1 дуговую секунду. Поэтому теоретический дифракционный предел не может быть достигнут на поверхности Земли.

При фотографических наблюдениях изображение еще больше размазывается на фотопластинке, уменьшая разрешение по сравнению с визуальными наблюдениями. Размер зерен фотографической эмульсии порядка $0.01 - 0.03\text{мм}$, что является также минимальным размером изображения. Для фокусного расстояния 1м размер изображения равен $1\text{мм} = 206''$, и, таким образом, 0.01мм соответствует примерно $2''$. Это аналогично теоретическому разрешению телескопа с апертурой 7см при визуальных наблюдениях.

На практике разрешение визуальных наблюдений определяется способностью глаза видеть детали. Когда глаз полностью адаптирован к темноте, его разрешающая способность порядка $2'$.

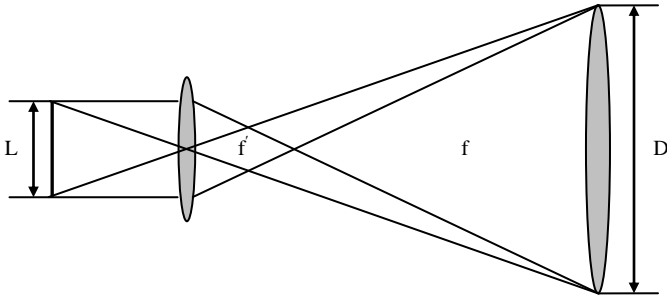
Максимальное увеличение ω_{max} является наибольшим увеличением, которое есть смысл использовать в телескопических наблюдениях. Его значение находится из отношения разрешающей способности глаза, $e \approx 2' = 5.8 \times 10^{-4} \text{рад}$, к разрешающей силе телескопа, θ ,

$$\omega_{\text{max}} = \frac{e}{\theta} \approx \frac{eD}{\lambda} = \frac{5.8 \times 10^{-4} D}{5.5 \times 10^{-7} \text{м}} \approx \frac{D}{1\text{мм}}.$$

Если мы используем, например, объектив с диаметром 100мм , максимальное увеличение будет около 100 . Глаз не используется для больших увеличений.

Минимальное увеличение ω_{min} есть наименьшее увеличение, которое полезно при визуальных наблюдениях. Его значение находится из условия, что диаметр так называемого выходного зрачка L телескопа должен быть меньше или равен зрачку глаза.

Выходной зрачок есть изображение объективной линзы, формируемое окуляром, через который проходит свет от объектива, позади него.

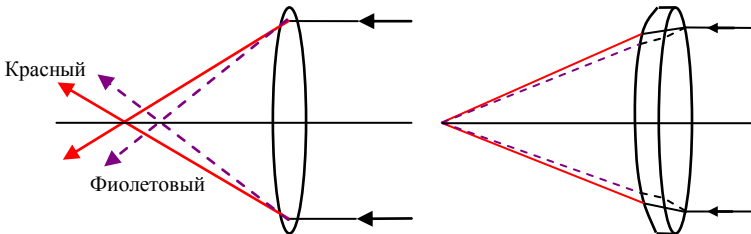


Из рисунка можно найти

$$L = \frac{f'}{f} D = \frac{D}{\omega}.$$

Поэтому условие $L \leq d$ означает, что $\omega \geq \frac{D}{d}$. Ночью диаметр зрачка человеческого глаза около 6мм и поэтому минимальное увеличение 100мм телескопа примерно 17.

Рефракторы. У первых рефракторов, которые имели простую объективную линзу, наблюдения были отягощены так называемой *хроматической aberrацией*. Так как стекло преломляет свет различных длин волн по-разному, все цвета не встречаются в одной и той же фокальной точке, а фокусное расстояние растет с увеличением длины волны. Чтобы устранить такую aberrацию, в 18-ом столетии начали использовать *ахроматические линзы*, состоящие из двух частей.



Цветовая зависимость фокусного расстояния ахроматических линз намного меньше, чем одиночных, а для некоторой длины волны, λ_0 , фокусное расстояние имеет экстремум (обычно минимум). Около этой точки изменение фокусного расстояния в зависимости

от длины волны очень мало. Если телескоп предназначен для визуальных наблюдений, мы выбираем $\lambda_0 \approx 550\text{нм}$, что соответствует максимальной чувствительности глаза. Объективы для фотографических рефракторов обычно конструируются с $\lambda_0 \approx 425\text{нм}$, так как нормальная фотографическая пластинка наиболее чувствительна к голубой части спектра.

Комбинированием трех или даже большего количества линз из различных стекол в объективе, хроматическая aberrация может быть скорректирована еще лучше (как в апохроматических объективах). Были разработаны также специальные стекла, в которых волновая зависимость показателя преломления устранена так хорошо, что две линзы уже дают очень хорошую коррекцию хроматической aberrации.

Самые большие в мире рефракторы имеют апертуру порядка одного метра (102см телескоп Йеркской обсерватории, 1897 г., и 91см телескоп Ликской обсерватории, 1888 г.). Типичными апертурными отношениями являются $f/10\dots f/20$.

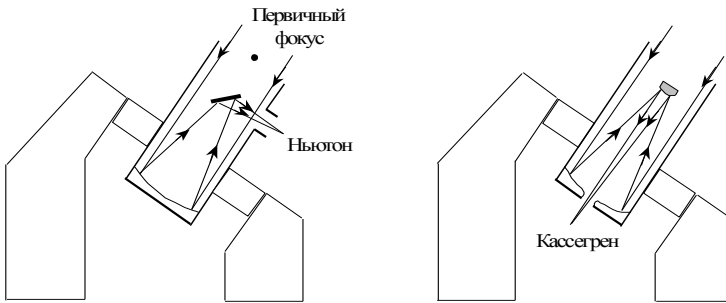
Использование рефракторов ограничено их малым полем зрения и неуклюже длинными размерами. Рефракторы используются, например, для визуальных наблюдений двойных звезд и в различных меридианных телескопах для измерения положений звезд. При фотографических наблюдениях они могут использоваться для точных позиционных измерений, например, для нахождения параллаксов.

Более широкое поле зрения получается при использовании более сложных линзовых систем, и телескопы такого типа называются *астрографами*. Астрографы имеют объектив, сделанный из 3 – 5-ти линз. Апертурное отношение у них $f/5\dots f/7$, а поле зрения порядка 5° . Астрографы используются для фотографирования больших участков неба, например, для исследования собственных движений и статистического изучения яркостей звезд.

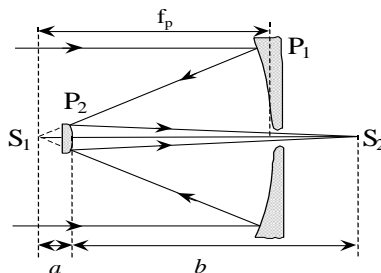
Рефлекторы. Наиболее общим типом телескопа для астрофизических исследований является зеркальный телескоп (или рефлектор). В качестве светособирающей поверхности в нем используется зеркало, покрытое тонким слоем алюминия. Форма зеркала обычно параболическая. Параболическое зеркало отражает все световые лучи, входящие в телескоп, параллельно главной оси в одну и ту же фокальную точку. Изображение, формирующееся в этой точке,

наблюдается через окуляр или регистрируется на фотографической пластинке. Одним из преимуществ рефлекторов является отсутствие хроматической аберрации, поскольку волны любой длины отражаются в одну и ту же точку. Крупнейшими рефлекторами являются 10-метровый телескоп Кека на Гавайях, 6-метровый БТА телескоп на Кавказе и 5-метровый телескоп Хейла на Маунт Паломар.

В крупнейших телескопах наблюдатель может находиться внутри инструмента в специальной кабине, расположенной в *главном фокусе*, не затеняя слишком много приходящий свет. В меньших телескопах это невозможно, и изображение должно быть выведено наружу.



Исаак Ньютон, изобретатель рефлектора, вывел свет перпендикулярно из телескопа при помощи малого плоского зеркала. Поэтому образуемый при этом фокус в таких системах называется *ньютоновским фокусом*. Типичное апертурное отношение ньютоновского телескопа есть $f/3...f/10$. Другой возможностью является просверлить отверстие в центре главного зеркала и отразить лучи через него при помощи малого гиперболического вторичного зеркала, помещаемого у переднего края телескопа. В такой конструкции лучи встречаются в *касегреновском фокусе*. Кассегреновские системы имеют апертурные отношения $f/8...f/15$.



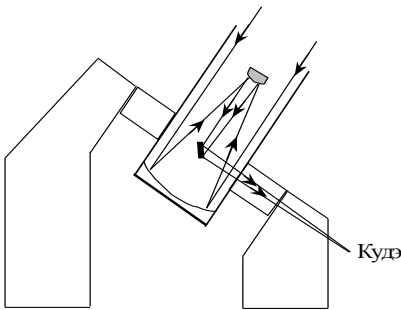
На приведенном выше рисунке P_1 – вогнутое параболическое первичное зеркало, S_1 – первичный фокус, P_2 – выпуклое гиперболическое вторичное зеркало, S_2 – вторичный фокус.

Эффективное фокусное расстояние (f_e) Кассегреновского телескопа определяется расположением и выпуклостью вторичного зеркала.

$$f_e = \frac{b}{a} f_p$$

Если выбрать $a \ll b$, получим $f_e \gg f_p$. Таким способом можно сконструировать короткие телескопы с длинными фокусными расстояниями. Кассегреновские системы особенно хорошо подходят для спектрографов, фотометров и других инструментов, которые могут быть установлены во вторичном фокусе, легко доступном наблюдателям.

Более сложные устройства используют несколько зеркал, чтобы провести свет через ось склонений телескопа в фиксированный фокус Кудэ (от французского слова *coudrer*, изгибать), который может быть расположен даже в отдельной комнате около телескопа. Фокусное расстояние бывает очень длинным, а апертурное отношение $f/30 \dots f/40$.



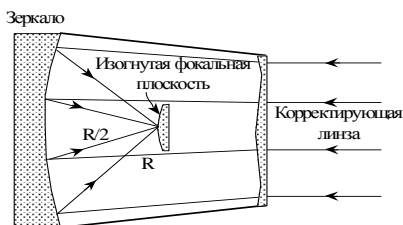
Кудэ-фокус используется главным образом для точной спектроскопии, так как большие спектрографы должны быть стационарными, а температурный режим их содержания с большой точностью постоянным. Недостатком такой системы является

большая потеря света при отражении несколькими зеркалами. Алюминированное зеркало отражает около $4/5$ падающего на него света, и, таким образом, в Кудэ-системах, например, из пяти зеркал (включая первичное и вторичное), только $0.8^5 \approx 30\%$ света достигает приемника.

Рефлектор имеет свою собственную aberrацию, *кому*. Изображение звезды вне оптической оси в фокальной плоскости представ-

ляет размытое пятно кометообразной формы, вытянутое от центра поля в радиальном направлении. Вследствие комы классический рефлектор с параболическим зеркалом имеет очень малое точное поле зрения. Кома ограничивает диаметр полезной площади до $2' - 20'$, в зависимости от апертурного отношения телескопа. Пятиметровый Паломарский телескоп, например, имеет полезное поле зрения около $4'$, соответствующее примерно $1/8$ диаметра Луны. На практике малое поле зрения может быть увеличено различными корректирующими линзами, давая поле около 1° на площади типичной фотографической пластинки (например, $25 \times 25 \text{ см}^2$).

Если первичное зеркало сферическое, то комы не будет. Однако этот тип зеркала имеет свою собственную ошибку, *сферическую aberrацию*: световые лучи, отражающиеся от центра и краев зеркала, сходятся в различных точках. Чтобы устранить сферическую



абerrацию, эстонский астроном Бернгард Шмидт применил тонкую корректирующую линзу, которую поместил на пути входящего света. Камера Шмидта имеет очень широкое (около 7°), почти безупречное поле зрения,

а корректирующая линза так тонка, что поглощает очень мало света. Изображения звезд получаются очень четкими. В телескопах Шмидта диафрагма с корректирующей линзой помещается в центре радиуса кривизны зеркала (этот радиус равен двойному фокальному расстоянию). Чтобы собрать весь свет от краев поля зрения, диаметр зеркала должен быть больше, чем диаметр корректирующей линзы. Паломарская камера Шмидта, например, имеет апертуру 122 см (корректирующая линза)/ 183 см (зеркало), а фокусное расстояние 300 см . Крупнейший в мире телескоп Шмидта находится в Тотенбурге (Германия). Его параметры $134/203/400 \text{ см}$.

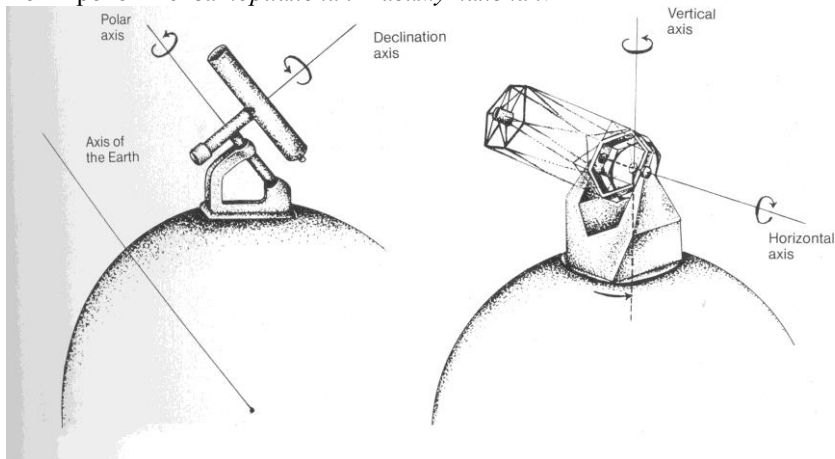
Недостатком телескопа Шмидта является кривая фокальная плоскость, состоящая из части сферы. Когда телескоп используется для фотографии, пластинка должна быть изогнута вдоль кривой фокальной плоскости. Другой возможностью коррекции кривизны поля зрения является использование сверхкорректирующей линзы вблизи фокальной плоскости. Камеры Шмидта оказались очень эффективными в картографировании неба. Они были использованы

для фотографирования Паломарского Небесного Атласа и его продолжения – ESO/SRC Атласа Южного неба.

Камера Шмидта является примером *катадиоптрического телескопа*, который имеет и линзы и зеркала. Кассегреновские телескопы системы Шмидта, используемые многими любителями, являются модификациями камеры Шмидта. Они имеют вторичное зеркало, помещаемое в центре корректирующей линзы; это зеркало отражает изображение сквозь дыру в главном зеркале. Поэтому эффективное фокусное расстояние может быть довольно большим, хотя сам телескоп очень короткий. Другим видом катадиоптрического телескопа является телескоп системы Максудова. Обе поверхности корректирующей линзы, также как и первичного зеркала, в телескопе Максудова есть концентрические сферы.

Другим способом устранения комы классических рефлекторов является использование более сложных поверхностей зеркала. Система Риччи-Кретьена имеет гиперболоидальные первичное и вторичное зеркала, при условии достаточно широкого полезного поля зрения. Риччи-Кретьеновская оптика используется во многих больших телескопах.

Монтировки телескопов. Телескоп должен быть установлен на устойчивую опору, чтобы предотвратить его вибрации, и он должен плавно вращаться во время наблюдений. Имеются два главных типа монтировок – *экваториальная* и *азимутальная*.



В экваториальной монтировке одна из осей направлена в небесный полюс. Она называется *полярной* или *часовой осью*. Другая ось,

ось *склонений*, перпендикулярна ей. Так как часовая ось параллельна оси вращения Земли, видимое вращение небесной сферы может быть скомпенсировано поворотом телескопа вокруг этой оси с постоянной скоростью.

Ось *склонений* доставляет главные технические проблемы в экваториальных монтировках. Когда телескоп направлен на юг, его вес становится причиной силы, приложенной перпендикулярно оси. Когда телескоп, отслеживая объект, поворачивается на запад, подшипникам приходится принимать увеличивающуюся нагрузку, параллельную оси *склонений*.

В азимутальной монтировке одна из осей вертикальная, а другая горизонтальная. Эту монтировку легче конструировать, чем экваториальную, и она более устойчива для очень больших телескопов. Для того, чтобы следовать за вращением неба, телескоп должен поворачиваться вокруг обеих осей с переменной скоростью. Поле зрения также будет вращаться. Это вращение должно быть скомпенсировано, когда телескоп используется для фотографических наблюдений. Если объект приближается к зениту, его азимут изменяется на 180° за очень короткое время. Поэтому, в окрестности зенита имеется небольшая область, в которой наблюдения на азимутальном телескопе невозможны.

В крупнейших телескопах использовалась экваториальная монтировка, пока развитие компьютерной техники не сделало возможным более сложное гидирование, необходимое в азимутальных монтировках. Некоторые из новых больших телескопов, таких как 6-метровый БТА (Большой Азимутальный Телескоп), сделаны на азимутальной монтировке.

Другим типом монтировки является *целостат*, когда вращающиеся зеркала направляют свет в стационарный телескоп. Эта система чаще всего используется в солнечных телескопах.

Чтобы измерять абсолютные положения звезд и точное время используются телескопы, направленные по линии север – юг. Они могут вращаться только вокруг одной горизонтальной оси, направленной вдоль линии восток – запад. Это *меридианные круги* и *пасажные инструменты*.

Новые технические решения. Конструкции приемников излучения уже приближаются к теоретическому пределу эффективности, когда регистрируются все случайные фотоны. В конечном счете, чтобы обнаружить более слабые объекты, единственным решением

является увеличение светособирающей площади; однако конструкции зеркал также приблизились к практически максимальному размеру. Поэтому необходимы новые технические решения.

Одним из таких решений является *активная оптика*, используемая, например, в 3.5-метровом NTT-телескопе (New Technology Telescope) на Южно европейской обсерватории (ESO, что значит European Southern Observatory) в Ла Силла, Чили. В этом телескопе зеркало является очень тонким, но его форма точно корректируется компьютерно контролируемым поддерживающим механизмом. Вес и цена такого зеркала намного меньше, чем у соответствующего толстого зеркала. Так как вес меньше, поддерживающее устройство может также быть сделано более легким.

Развитие поддерживающего механизма приводит далее к *адаптивной оптике*. Опорная звезда (или искусственный луч) непрерывно наблюдается для того, чтобы получить форму видимого диска. Форма главного зеркала выверяется до сотых долей секунды, чтобы держать изображение сконцентрированным насколько это возможно.

Зеркала больших телескопов не обязательно должны быть монолитными. Они могут быть сделаны из более малых частей. Такие *мозаичные* зеркала очень легки и могут быть использованы для построения зеркал с диаметром в несколько десятков метров. Используя активную оптику, гексагоны (мозаичные зеркала) могут быть точно сфокусированы. Калифорнийская ассоциация исследований по астрономии (California Association for Research in Astronomy) сконструировала телескоп с 10-метровым мозаичным зеркалом. Он расположен на Мауна Кеа.

Отражающая поверхность также не обязательно должна быть непрерывной, а может состоять из нескольких отдельных зеркал. Такой телескоп был введен в эксплуатацию в Mt. Hopkins (Аризона) в 1979 г. Это многозеркальный телескоп (Multiple-Mirror Telescope, ММТ) с шестью 1.8-метровыми зеркалами, вместе соответствующими одиночному зеркалу, имеющему диаметр 4.5 метра. В ММТ зеркала могут использоваться поодиночке или создаваемые ими изображения могут направляться в общий фокус.

В Южно европейской обсерватории сконструирован собственный многозеркальный телескоп – Очень Большой Телескоп (Very Large Telescope of ESO), который имеет четыре тесно расположенных зеркала. Диаметр каждого 8 метров, а вся поверхность соответствует телескопу с 16-метровым зеркалом. Разрешение даже лучше

вследствие «апертуры», так как максимальное расстояние между зеркалами несколько десятков метров.

Одним из наиболее значительных астрономических инструментов прошлого столетия является *Космический телескоп Хаббла*, запущенный в 1990 г. Он имеет зеркало с диаметром 2.4 м. Вследствие отсутствия возмущающей атмосферы разрешение телескопа (после исправления ошибок оптики) близко к теоретическому дифракционному пределу. HST (Hubble Space Telescope) имеет три главных преимущества по сравнению с наземными телескопами:

1. Так как он находится вне атмосферы, точечная структура изображений ограничена только размерами зеркала (телескопы на Земле ограничены еще атмосферной дифракцией). HST был сконструирован так, чтобы давать изображение $0''.1$ в поперечнике, в десять раз лучше, чем при нормальной хорошей видимости на больших наземных обсерваториях, и в три раза лучше, чем в наилучшие моменты видимости.
2. Свет звезды сконцентрирован в меньших изображениях по сравнению с изображениями, видимыми с наземных телескопов, и небо вне атмосферы чрезвычайно темное, так что HST может регистрировать более слабые объекты, чем видимые с Земли.
3. В отсутствие над телескопом атмосферы, поглощающей ультрафиолетовые и инфракрасные волны, становятся доступными эти части спектра электромагнитного излучения.

Орбитальная обсерватория была названа в честь Эдвина Хаббла, открывшего в 1920 г. другие галактики, сравнимые по масштабу с нашей, а также открывшего расширение Вселенной. Проектная цена около 2 миллиардов долларов. Управляется телескоп из Space Telescope Science Institute (STScI), расположенного на территории университета Джона Гопкинса в Балтиморе. HST рассчитан на работу по крайней мере в течение 15 лет и посещения астрономами каждые три года для ремонта и «апгрейта» инструментов.

Космический телескоп следующего поколения. В 2005 году заканчивается запланированный срок жизни телескопа Хаббла и, хотя его использование может и должно быть продолжено, астрономы и руководители NASA прилагают усилия к созданию космического телескопа следующего поколения (NGST – Next Generation Space Telescope). Исходя из его предназначения для изучения нормальных

галактик ранней Вселенной, исследования удалённых звезд с их планетными системами и т.д., планируется вывести на орбиту 8-метровое зеркало. Этот проект должен быть «лучше, дешевле, быстрее» («быстрее» относится к промежутку времени, необходимого для его реализации). Зеркало будет отвечать условиям работы в инфракрасной области, так как более длинные волны инфракрасного излучения требуют необходимую точность зеркала меньшую в абсолютных единицах, чем это должно было бы быть для видимого света.

Запустить NGST планируется где-то после 2006 года. Он будет направлен в одну из точек Лагранжа, где притяжение Земли, Солнца и эффект орбитального движения Земли сбалансированы.

4.3. Детекторы излучения

Наблюдения в телескоп невооруженным глазом дают весьма ограниченное количество информации. До конца 19-го столетия это был единственный способ наблюдений. Открытие фотографии произвело революцию в астрономии. Следующим важным шагом вперед в оптической астрономии стало развитие фотоэлектрической фотометрии в 1940-х и 1950-х годах. Новая революция, сравнимая с открытием фотографии, имела место в середине 1970-х годов, вызванная применением различных полупроводниковых детекторов. Чувствительность используемых сегодня приемников излучения такова, что такие же наблюдения, как сделанные на 5-метровом Паломарском телескопе в 1940-х годах, когда он был построен, могут быть выполнены при помощи 60-сантиметрового телескопа.

Фотографическая пластинка. Фотография была, и все еще остается одним из наиболее общих методов наблюдений в астрономии. В астрономической фотографии больше используется стеклянная пластинка, чем целлулоидное основание, так как она лучше сохраняет свою форму. Светочувствительный слой поверхности пластинки делается из галогенидов серебра, обычно из бромида серебра, $AgBr$. Фотон, поглощаемый галогенидом, возбуждает электрон, который может двигаться от одного атома ко второму. Ион серебра, Ag^+ , может поймать электрон, становясь нейтральным атомом. Когда необходимое количество атомов серебра будет накоплено в одном месте, они образуют скрытое изображение. Оно может быть выявлено посредством соответствующей химической обработки, в

результате которой кристаллы галоидного серебра, подвергшиеся действию света, превратятся в металлическое серебро. На пластинке появится *проявленное* изображение. Это будет негативное изображение (металлическое серебро выглядит черным и, следовательно, все светлые части изображения будут выглядеть черными). После этого необходимо лишить фотоэмульсию способности воспринимать свет, что достигается обработкой пластинки в растворе, вымывающем все галоидное серебро, оставшееся в эмульсии не разложенным. Такой процесс называется *фиксированием* фотографического изображения. Наконец, пластинку тщательно отмывают в проточной воде от различных веществ, оставшихся в эмульсии и не участвующих в образовании изображения. Из этих веществ особенно нежелателен гипосульфит ($Na_2S_2O_3$) – наиболее популярное фиксирующее вещество. (Из-за него со временем негатив покрывается желтыми пятнами).

Возвращаясь к природе фотографической светочувствительности, рассмотрим подробнее, как осуществляется фотографический процесс.

Фотоэмульсия состоит из кристалликов галоидного серебра (в основном – бромистого серебра $AgBr$), взвешенных в желатине. Размеры кристалликов разнообразны – от десятых долей микрона до 5μ диаметром. Для того чтобы кристаллик бромистого серебра обладал высокой светочувствительностью, необходимо, чтобы в нем были физические или химические неоднородности в виде мельчайших, расположенных на поверхности кристалла групп атомов серебра или сернистого серебра. Такие включения называют центрами чувствительности. Под действием поглощаемых квантов света внешние электроны атомов брома передвигаются по кристаллической решетке и накапливаются в центрах чувствительности. Здесь они притягивают к себе ионы серебра, что вызывает рост центра чувствительности до таких размеров, когда он может стать центром проявления (т.е. с его помощью проявляющее вещество восстанавливает весь кристаллик бромистого серебра до металлического серебра Ag).

Фотопластинка имеет много преимуществ по сравнению с человеческим глазом. Пластинка может одновременно регистрировать миллионы звезд, тогда как глаз может наблюдать не больше одного или двух объектов. Изображение на пластинке практически неизменно – снимок может изучаться в любое время. К тому же, фотографические пластинки дешевы и легки в использовании по сравне-

нию со многими другими детекторами. Наиболее важным свойством пластинок является их способность накапливать свет с течением времени: чем дольше экспозиция, тем больше на пластинке образовывается атомов серебра. Увеличивая время экспозиции можно сфотографировать более слабые объекты. У глаза нет такой способности: если слабый объект не виден в телескоп, он не может быть увиден, как бы долго на него не смотрели.

Одним из недостатков фотографической пластинки является ее низкая чувствительность. Только один фотон из тысячи вызывает реакцию, приводящую к образованию серебряного зернышка. Таким образом, *квантовая эффективность* пластинки около 0.1%. Некоторые химические обработки могут быть использованы, чтобы повысить чувствительность пластинки перед экспозицией. Это повышает квантовую эффективность до нескольких процентов.

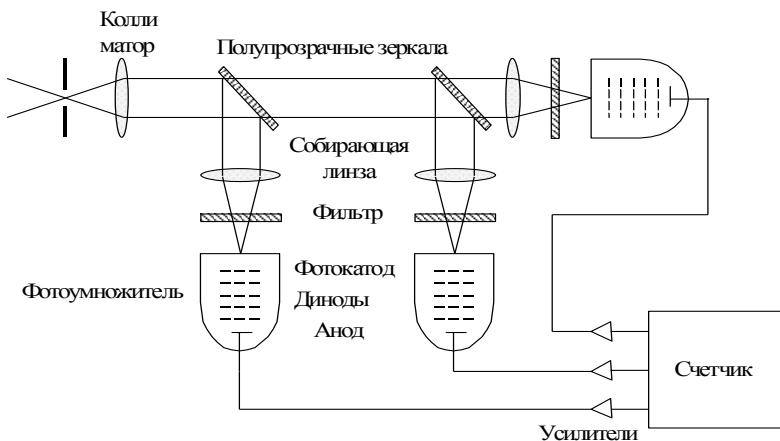
Другим недостатком является тот факт, что однажды экспонированный кристалл бромистого серебра не регистрирует что-либо еще. С другой стороны, чтобы сделать изображение необходимо определенное число фотонов. Удвоение числа фотонов не обязательно удваивает плотность («черноту» изображения) – плотность пластинки зависит нелинейно от количества приходящего света. По этой причине максимальная точность, с которой яркость может быть измерена на фотопластинке, обычно меньше 5%. Таким образом, фотопластинка плоха для фотометрии, но может быть превосходно использована, например, для измерения положений звезд (позиционная астрономия) и для картографирования неба.

Фотокатоды и фотоумножители. Фотокатод является более эффективным детектором, чем фотопластинка. Он основан на фотоэлектрическом эффекте. Квант света (фотон) ударяет фотокатод и освобождает электрон. Электрон движется к положительному электроду (аноду) и порождает электрический ток, который может быть измерен. Квантовая эффективность фотокатода примерно в 10 – 20 раз лучше, чем у фотопластинки; оптимально достигается эффективность $\sim 30\%$. Фотокатод является линейным детектором: если число фотонов удваивается, выходящий ток также удваивается.

Наиболее важным прибором, в котором используется фотокатод, является *фотоумножитель*. В этом устройстве электроны, покидающие фотокатод, ударяют в электрод, называемый *динодом* (или *эмиттером*). Каждый ударившийся электрон проникает глубоко (на 300 – 400Å) внутрь поверхности динода и выбивает при этом

несколько электронов, которые летят в направлении анода, имеющего положительный потенциал относительно динода. Умноженный таким образом фототок может быть измерен. Если на пути к аноду расположено несколько динодов, первоначально слабый ток может быть многократно усилен. Фотоумножитель измеряет весь падающий свет, но не формирует изображение. Больше всего фотоумножители используются в фотометрии, и при этом может быть достигнута точность $\sim 0.1-1\%$.

Фотометры и поляриметры. Детектор, измеряющий яркость, фотометр, обычно помещается позади телескопа в Кассегреновском фокусе. В фокальной плоскости имеется малая дырка, диафрагма, которая пропускает через себя свет от наблюдаемого объекта. Таким способом можно предотвратить вход в фотометр света от других звезд, находящихся в поле зрения. Линза позади диафрагмы отражает световые лучи на фотокатод. Выходящий ток усиливается в *предусилителе*. Фотоумножителю необходимо напряжение 1000 – 1500 вольт. Силовой источник, главный усилитель и записывающая аппаратура обычно не прикрепляются к телескопу. Сами измерения в настоящее время записываются в цифровом виде на диски или магнитную ленту.



Наблюдения часто делают в некотором интервале длин волн, вместо измерения всего излучения, входящего в детектор. В этом случае используется *фильтр*, чтобы не дать волнам другой длины попасть в фотоумножитель. Фотометр может содержать несколько

фотоумножителей, которые одновременно измеряют различные полосы длин волн. В таком инструменте разделители пучка света или полупрозрачные зеркала рассылают световой пучок через фиксированные фильтры в фотоумножители.

В устройстве, называемом *фотополяриметром*, используется поляризующий фильтр, либо один либо в комбинации с другими фильтрами. Степень и направление поляризации могут быть найдены измерением интенсивности излучения различно ориентированными поляроидами.

На практике диафрагма фотометра всегда будет пропускать через себя также часть фона неба вокруг наблюдаемого объекта. Измеренная яркость является в действительности комбинацией яркости объекта и неба. Чтобы найти яркость объекта, яркость фона должна быть измерена отдельно и вычтена из общей яркости.

Фотометрические наблюдения являются часто относительными. Если наблюдается, например, переменная звезда, то через регулярные интервалы времени наблюдается близкая к ней опорная звезда (звезда сравнения). Используя наблюдения этой звезды сравнения, можно смоделировать медленные изменения в атмосферной экстинкции и устранить этот эффект. Инструмент должен быть прокалиброван наблюдениями некоторых *стандартных звезд*, яркость которых известна очень точно.

Усилители изображения. С 1960-х годов начали использоваться различные усилители изображения, основанные на фотокатоде. В усилителе сохраняется информация о стартующем на фотокатоде электроны, и усиленное изображение формируется на флуоресцирующем экране. Изображение может тогда быть зарегистрировано, например, его фотографированием. Одно из преимуществ усилителя изображения в том, что даже слабые объекты могут быть изображены с использованием относительно коротких экспозиций, а наблюдения могут быть выполнены на длинах волн, к которым обычные фотопластинки нечувствительны.

Другой общий тип детектора основан на телевизионной камере (Vidicon camera). Электроны, высвобожденные из фотокатода, ускоряются напряжением в несколько киловольт, прежде чем они ударяют в электрод, где они формируют изображение в виде распределения электрического заряда. После экспозиции заряд в различных точках электрода считывается сканированием его поверхности электронным лучом, строка за строкой. Это производит видеосигнал,

который может быть преобразован в видимое изображение на кинескопе. Информация может также быть сохранена в цифровой форме. В наиболее современных системах вспышки, вызываемые единичными электронами на флуоресцирующем экране усилителя изображения, могут быть зарегистрированы и помещены в память компьютера. Для каждой точки изображения имеется кусочек памяти, называемый *пикселом*.

С середины 1970-х годов все больше начинают использоваться детекторы на основе *полупроводниковой техники*. При помощи полупроводниковых детекторов была достигнута квантовая эффективность порядка 70 – 80%. Области длин волн, улавливаемые этими новыми детекторами, намного шире, чем в случае фотографической пластинки. При этом используются компьютеры для сбора, хранения и анализа выходной информации в цифровой форме.

ПЗС матрица. Наиболее значительным из новых детекторов является *ПЗС матрица* или *CCD Camera* (Charge Coupled Device). Детектор состоит из поверхности, сделанной из светочувствительных силиконовых диодов, которые собраны в прямоугольный массив изобразительных элементов или *пикселей*. Самые большие камеры могут иметь 4096×4096 пикселей, хотя большая часть из них значительно меньше.

Фотон, ударяя детектор, может освободить электрон, который будет оставаться задержанным внутри пикселя. После экспозиции используется варьирование разности потенциалов, чтобы передвинуть накопленные заряды ряд за рядом в считывающий буфер. В буфере заряды движутся пиксель за пикселем в аналого-цифровой преобразователь, который пересылает цифровые значения в компьютер. Чтение изображения также освобождает детектор. Если экспозиции очень коротки, время чтения может отнять существенную часть наблюдательного времени.

CCD камера почти линейна: число электронов прямо пропорционально числу фотонов. Калибровка наблюдательных данных намного легче, чем в случае фотографических пластинок.

Квантовая эффективность, т.е. число электронов на падающий фотон, высока, и CCD камера намного более чувствительна, чем фотопластинка. Наиболее высока чувствительность в красном диапазоне длин волн, около 600 – 800нм, где квантовая эффективность достигает 80 – 90%.

Чувствительность камеры простирается далеко в инфракрасную область. В ультрафиолете чувствительность падает, обусловленная поглощением силикона, на волнах ниже 500нм очень быстро. Две методики могут использоваться для того, чтобы решить эту проблему. Одна состоит в использовании слоя, который поглощает ультрафиолетовые фотоны и излучает свет в более длинных длинах волн. Другой возможностью является сделать пробег очень коротким, чтобы уменьшить поглощение.

Тепловой шум камеры генерирует *темновой ток*, даже если камера находится в полной темноте. Чтобы уменьшить шум камеру необходимо охладить. Астрономические ПЗС матрицы обычно охлаждаются жидким азотом, что позволяет эффективно устранить большую часть темнового тока. Однако чувствительность тоже уменьшается, когда охлаждается камера; так что слишком охлаждать тоже нехорошо. Чтобы получить согласующиеся наблюдения, температура должна удерживаться постоянной. Для любителей имеются CCD камеры умеренной стоимости с электроохлаждением.

Темновой ток может быть легко измерен при помощи экспозиций с закрытым затвором. Вычитание полученных значений из наблюденного изображения дает реальное число электронов, обусловленных падающим светом.

Чувствительность индивидуальных пикселей может быть слегка различна. Этот фактор можно скорректировать, получая изображение ровно освещенного поля, типа сумеречного неба. Это изображение называется гладко-протяженным (*flat-field*). Когда наблюдения разделены на *flat-field*, ошибка, вызываемая различными пикселями, устраняется.

ПЗС матрица очень устойчива. Поэтому нет необходимости повторять наблюдения темнового тока и *flat-field* очень часто. Как правило, эти калибровочные экспозиции выбираются в течение вечерних и утренних сумерек, в точности перед и после текущих наблюдений.

Космические лучи являются заряженными частицами и могут производить посторонние яркие точки в ПЗС изображениях. Они обычно ограничены одним или двумя пикселями и легко идентифицируются. Как правило, короткая экспозиция в несколько минут содержит несколько следов космических лучей. Вместо единственной длинной экспозиции обычно лучше делать несколько коротких, очищать изображения от космических лучей и окончательно складывать изображения в компьютере.

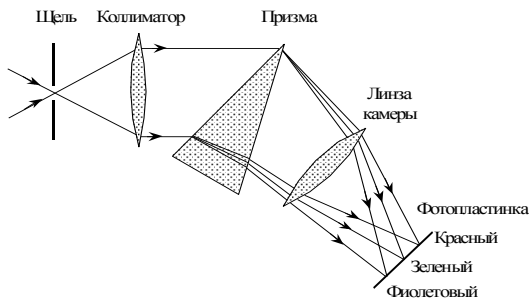
Более серьезной проблемой является *шум считывания* электроники. В первых камерах он мог составлять сотни электронов на пиксель. В современных камерах он все еще составляет несколько электронов. Это дает предел определенности сигнала: если сигнал слабее, чем шум считывания, он неотличим от шума.

Хотя CCD камера очень чувствительный детектор, даже яркий свет не может повредить ее. Фотоумножитель, с другой стороны, может быть легко разрушен попаданием на него слишком большого количества света. Однако один пиксель может накапливать только некоторое число электронов, после чего он *насыщается*. Чрезмерное насыщение может быть причиной перетекания заряда в соседние пиксели. Если камера становится сильно насыщенной, она должна считываться несколько раз, чтобы полностью устранить заряды.

Наиболее крупные CCD камеры слишком дороги и довольно малы по сравнению с фотографическими пластинками. Поэтому фотография все еще имеет некоторое использование для записи протяженных объектов.

Спектрографы. Простейшим спектрографом является призма, которая помещается перед телескопом. Этот тип устройства называется *объективной призмой*. Призма разлагает различные длины волн света на спектр, который может быть зарегистрирован, например, на фотопластинке. Во время экспозиции телескопом обычно слегка двигают перпендикулярно спектру для того, чтобы увеличить ширину спектра. При помощи объективной призмы может быть сфотографировано большое число спектров, например, для спектральной классификации.

Для более точной информации необходимо использовать *щелевой спектрограф*.



Он имеет узкую щель в фокальной плоскости телескопа. Свет направляется через щель на коллиматор, который отражает или преломляет все световые лучи в параллельный пучок. После этого свет расщепляется призмой на спектр и фокусируется камерой на фотопластинку. Рядом со звездным спектром экспонируется спектр сравнения, чтобы определить точные длины волн. Большой щелевой спектрограф часто помещается в стационарном месте в отдельной комнате в Кудэ-фокусе телескопа.

Вместо призмы для образования спектра может использоваться *дифракционная решетка*. Решетка имеет узкие насечки бок о бок, как правило, несколько десятков на миллиметр. Когда свет отражается стенками насечек, смежные лучи сталкиваются друг с другом, что приводит к появлению спектров различных порядков. Имеется два вида решеток – *отражающая* и *пересылающая*. В отражающей решетке свет не поглощается стеклом как в призме или пересылающей решетке. Решетка обычно имеет более высокую дисперсию, чем призма. Дисперсию можно увеличить, увеличивая плотность насечек решетки. В щелевых спектрографах чаще всего используют отражающую решетку.

Интерферометры. Разрешение большого телескопа ограничено атмосферной дифракцией (“seeing”) и поэтому увеличение апертуры не обязательно увеличивает разрешение. Чтобы получить разрешение более близкое к теоретическому пределу, установленному дифракцией, могут быть использованы различные *интерферометры*.

Имеется два вида оптических интерферометров. Один вид использует наличие большого телескопа; другой – систему двух или более отдельных телескопов. В обоих случаях световые лучи интерферируют. При помощи анализа получающейся интерференционной картины может быть изучена структура тесных двойных звезд, могут быть измерены видимые угловые диаметры звезд и т.д.

Одним из самых ранних интерферометров был *интерферометр Майкельсона*, который был построен где-то около 1920 года для крупнейшего телескопа того времени. Перед телескопом, на концах 6-метровой балки помещались плоские зеркала, отражающие свет в телескоп. Вид интерференционной картины изменялся, когда варьировалось расстояние между зеркалами. На практике интерференционная картина возмущалась «видимостью» (“seeing”) и только несколько положительных результатов было получено при помощи этого инструмента.

Диаметры более 30-ти ярчайших звезд были измерены с использованием *интенсивных интерферометров*. Такие устройства состоят из двух отдельных телескопов, которые могут передвигаться относительно друг друга. Этот метод применим только для самых ярких объектов.

В 1970 году француз Antoine Labeyrie ввел принцип *спекл-интерферометрии*. В традиционном изображении картины с длинными экспозициями состоят из большого числа мгновенных изображений, «спеклов», которые вместе образуют видимый диск. В спекл-интерферометрии используются очень короткие экспозиции и большие увеличения и получаются сотни картинок. Когда эти картинки объединяются и анализируются (обычно в цифровой форме), может быть почти достигнуто истинное разрешение телескопа.

4.4. Радиотелескопы, радиоинтерферометры

Радиоастрономия представляет относительно новую ветвь астрономии. Она охватывает область частот от нескольких мегагерц (100м) до частот порядка 300 гигагерц (1мм), расширяя т.о. наблюдаемую часть электромагнитного спектра на много порядков величин. Низкочастотный предел радиополосы определяется непрозрачностью ионосферы, тогда как высокочастотный предел обусловлен сильным поглощением кислородом и водой в нижней атмосфере. Ни один из этих пределов не является точным, и при благоприятных условиях радиоастрономы могут работать в субмиллиметровом диапазоне или сквозь ионосферные дыры во время минимума солнечных пятен.

В начале 20-го столетия были сделаны попытки наблюдения радиоизлучения Солнца. Однако эти эксперименты потерпели неудачу из-за низкой чувствительности антенно-принимающих систем и из-за непрозрачности ионосферы на низких частотах, на которых проводилось большинство экспериментов. Первые наблюдения космического радиоизлучения были сделаны позже американским инженером Карлом Янски в 1932 году во время изучения возмущений радиоволн грозой на частоте 20.5мгц (14.6м). Он открыл радиоизлучение неизвестного происхождения, которое изменялось с 24-часовым периодом. Несколько позже он идентифицировал источник этого излучения, находящийся в направлении центра нашей Галактики.

Истинное рождение радиоастрономии может быть датировано концом 1930-х, когда Grote Reber начал систематические наблюдения при помощи своей самодельной 9,5-метровой параболической антенны. С тех пор, быстро развиваясь, радиоастрономия сильно улучшила наше знание Вселенной. Большая часть нашего знания о структуре Млечного Пути получена из радионаблюдений 21-сантиметровой линии нейтрального водорода и из 2,6-миллиметровой линии молекулы угарного газа. В радиоастрономии было сделано много важных открытий; например, пульсары и квазары были сначала обнаружены радиоастрономическими наблюдениями.

Радиотелескоп собирает излучение в апертуру или антенну, с которой он преобразовывается в электрический сигнал приемником, называемым *радиометром*. Этот сигнал затем усиливается, выпрямляется и интегрируется, а выход регистрируется на некотором записывающем устройстве, например, на магнитную ленту или компьютерный диск. Так как получаемый сигнал очень слаб, используют чувствительные приемники. Приемники охлаждаются, чтобы минимизировать шум, который мог бы в противном случае замаскировать сигнал от источника. Так как радиоволны есть электромагнитное излучение, они отражаются и преломляются подобно обычным световым волнам. В радиоастрономии, однако, используются главным образом отражающие телескопы.

На низких частотах антенны обычно являются диполями (аналогично используемым для радио и телевидения), но для того, чтобы увеличить собирающую поверхность и улучшить разрешение используют целые поля диполей, дипольные массивы, в которых все дипольные элементы связаны друг с другом.

Наиболее общим типом антенны, однако, является параболический рефлектор, который работает точно так же, как оптическое зеркало телескопа. На длинных волнах отражающая поверхность может не быть сплошной, так как длинноволновые фотоны не могут видеть дырки в рефлекторе, и поэтому обычно антенны радиотелескопов делают в виде металлических ячеек. Если наблюдения ведутся на высоких частотах, поверхность антенны должна быть гладкой. В миллиметровой и субмиллиметровой областях радиоастрономии даже используют большие оптические телескопы, которые оснащают собственными радиометрами. Чтобы обеспечить когерентное усиление сигнала, неровности поверхности должны быть меньше, чем $1/10$ используемой длины волны.

Главное различие между радиотелескопом и оптическим телескопом состоит в способе записи сигнала. Разрешение радиотелескопа θ может быть выведено из такой же формулы, как и для оптического телескопа, т.е.

$$\theta \approx \lambda / D ,$$

где λ есть используемая длина волны, а D – диаметр апертуры. Так как отношение длин волн радио и видимого излучения ~ 10000 , необходимы радиоантенны с диаметром несколько километров, чтобы достигнуть такое же разрешение, как у оптических телескопов. На заре радиоастрономии плохое разрешение было самым крупным недостатком, препятствующим ее развитию и признанию. Невозможно было также идентифицировать радиоисточники с их оптическими двойниками. Крупнейший в мире радиотелескоп находится в Аресибо (Пуэрто Рико). Его главный рефлектор $\sim 305\text{ м}$ в диаметре. Антенну можно использовать на волнах до 5 см (не короче). Зеркало телескопа в Аресибо не параболическое, а сферическое, и антенна оборудована движущимся механизмом, что делает возможным наблюдения в 20° -й области вокруг зенита.

Крупнейший полностью управляемый радиотелескоп находится в Эффельсберге, около Бонна (Западная Германия). Он имеет параболический главный рефлектор с диаметром 100 м . Внутренняя 80-метровая часть тарелки сделана из сплошных алюминиевых панелей, тогда как внешняя часть диска имеет металлическую ячеистую структуру. Используя только внутреннюю часть телескопа, можно наблюдать на волнах до 4 мм .

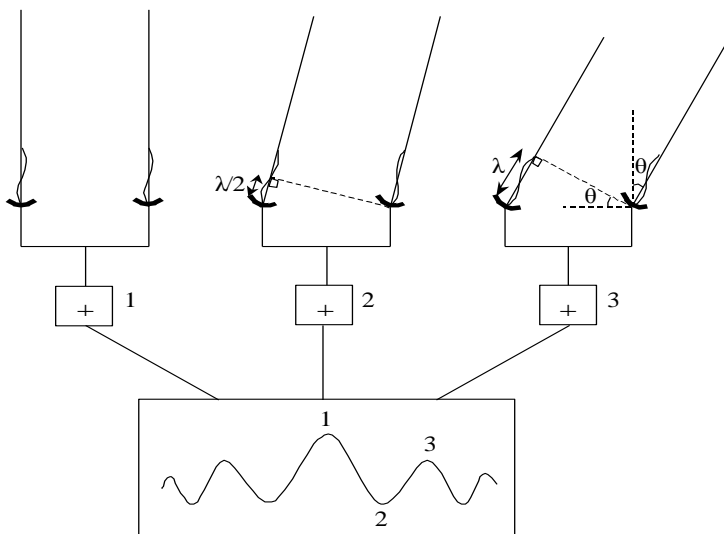
Старейшим и возможно наиболее известным большим радиотелескопом является 76-метровая антенна в Джодрелл Бэнк (Британия), которая была построена в конце 1950-х годов.

Крупнейшие телескопы обычно неспособны работать на волнах менее 1 см , так как поверхность антенны не может быть сделана достаточно точно. Однако миллиметровая область становится все более и более важной. В этой области длин волн имеется много подходящих межзвездных молекул, а также может быть достигнуто высокое угловое разрешение даже на однотарелочном телескопе. В настоящее время типичный размер зеркала миллиметрового телескопа около 10 м ; наиболее известен 11-метровый Kitt Peak телескоп в Аризоне (США). Его главное зеркало было заменено на более точный 12-метровый рефлектор в 1982 году. Поверхность у этого телескопа сейчас настолько точна, что при благоприятных погодных условиях можно проводить наблюдения даже на волнах ниже 1 мм .

К настоящему времени построены и работают около двадцати миллиметровых и субмиллиметровых радиотелескопов.

Как уже упоминалось, разрешающая сила радиотелескопов гораздо хуже, чем у оптических телескопов. Крупнейшие радиотелескопы могут в настоящее время достигать разрешение $5''$ и только на очень высоких частотах. Улучшить разрешение увеличением размеров трудно, так как в этом отношении телескопы уже близки к практическому верхнему пределу. Однако, сочетая радиотелескопы и интерферометры, можно достигнуть даже лучшего разрешения, чем оптическими телескопами.

Еще в 1891 году Майкельсон использовал интерферометр для астрономических целей. Хотя использование интерферометров оказалось очень трудным в режиме оптических длин волн, они чрезвычайно полезны в радиообласти. Чтобы сделать интерферометр, необходимы, по крайней мере, две антенны, соединенные вместе. Расстояние между антеннами, D , называется *базовой линией*. Предположим сначала, что базовая линия перпендикулярна лучу зрения.



Тогда излучение приходит на обе антенны в одинаковой фазе, и суммарный сигнал показывает максимум. Однако, вследствие вращения Земли, направление основной линии меняется, приводя к разности фаз между двумя сигналами. Результатом является синусоидальная интерференционная картина, в которой минимумы соот-

ветствуют разности фаз в 180° . Расстояние между пиками дается соотношением

$$\theta D = \lambda,$$

где θ – угол между базисом и направлением на источник, а λ – длина волны принимаемого сигнала. Разрешение интерферометра равно т.о. разрешению антенны с линейными размерами равными D .

Если источник не точечный, приходящее на антенны излучение, испускаемое от различных частей источника, будет иметь разность фаз. В этом случае минимум интерференционной картины не будет нулевым, а будет иметь некоторое положительное значение P_{\min} . Если обозначить максимальное значение интерференционной картины через P_{\max} , то отношение

$$\frac{P_{\max} - P_{\min}}{P_{\max} + P_{\min}}$$

дает оценку размера источника.

Более точная информация о структуру источника может быть получена изменением расстояния между антеннами, т.е. передвижением антенн относительно друг друга. Если это делается, то для радионаблюдений используется методика, называемая *апертурным синтезом*. Суть этой методики состоит в следующем. Распределение радиояркости объекта – различие в интенсивности излучения отдельных его участков – может быть представлено разложением на отдельные гармоники, т.е. синусоидальные пространственные колебания разной частоты (разложением в ряд Фурье). Амплитуды гармоник и их фазы измеряются на радиоинтерферометре с базой переменной длины и ориентации. Длина и ориентация базы определяют частоту пространственной синусоиды, которую выделяет интерферометр из излучения измеряемого объекта. Последовательные наблюдения радиоисточника с базами разной длины и ориентации позволяют измерить амплитуды и фазы гармоник. Суммируя полученные гармоники с учетом их фазы, находят распределение радиояркости исследуемого объекта (синтезируют изображение). Поскольку длина базы может существенно превышать размер одиночной антенны, наблюдения при помощи методики апертурного синтеза эквивалентны наблюдениям на антенне с громадными размерами (с высоким разрешением) или, как говорят, на телескопе с большой апертурой. Правда при этом на наблюдения затрачивается большое время. Для сокращения времени наблюдений используют

многоэлементные системы, образующие одновременно большое число баз разной длины и ориентации. Типичный телескоп с синтезированной апертурой состоит из одного неподвижного телескопа и нескольких способных передвигаться, расположенных обычно по линии восток – запад, хотя приняты также Т или Y конфигурации. Наиболее эффективным телескопом с синтезированной апертурой является в настоящее время большая антенная решетка (VLA – Very Large Array) Национальной радиоастрономической обсерватории в Нью Мехико (США). Она состоит из 27 параболидаальных антенн, каждая из которых имеет диаметр 25 метров, расположенных на Y-образном треке. Полный апертурный синтез обеспечивается при этом за 8 часов. Каждая антенна может двигаться по специально построенному транспортеру, а положения телескопов выбраны так, чтобы давать оптимальные расстояния для каждой конфигурации. В наибольшей конфигурации каждая ветвь около 21 км длины, т.о. получается результирующая антенна с эффективным диаметром 35 км. Если VLA используется в его наибольшей конфигурации и на его самой высокой частоте, 23 гигагерца (1.3 см), достигается разрешение 0."1, что выше, чем у любого оптического телескопа. Аналогичное разрешение может быть получено при помощи британского MERLIN телескопа, где уже существующие телескопы объединены вместе радиосвязью. Другими хорошо известными синтезированными телескопами являются Кембриджский 5-километровый массив в Британии и Вэстерборкский массив в Голландии, оба расположены на треках восток-запад.

Еще большее разрешение может быть получено при помощи методики апертурного синтеза, называемой VLBI (Very Long Baseline Interferometry – радиоинтерферометрия со сверхдлинной базой). При этом расстояние между антеннами ограничено только размерами Земли. VLBI использует существующие антенны (зачастую на разных континентах), которые все направлены на один и тот же источник. В этом случае сигнал записывается на магнитные ленты вместе с точными сигналами времени от атомных часов. Магнитные ленты приводятся в соответствие друг с другом в специальных обрабатывающих центрах. При помощи методики VLBI можно достичь разрешения 0."0001. Так как интерферометрия очень чувствительна к расстоянию между телескопами, методика VLBI есть также один из наиболее точных методов измерения расстояний. В настоящее время с ее помощью можно измерять расстояния с точностью в несколько сантиметров на межконтинентальных базисах.

Это используется в геодезических VLBI экспериментах, в которых изучается движение континентов, и движение полюса как функции времени.

В радиоастрономии максимальный размер единичного телескопа (антенны) также уже достигнут. Общим направлением является строить синтезированные антенны, подобные VLA в Нью Мехико. В 1990-х годах Соединенные Штаты построили цепь антенн, простирающихся через весь континент, а Австралия построила аналогичный, но цепь антенн тянется через их страну по направлению север – юг.

Все больше наблюдений проводится в субмиллиметровой области. Возмущающий эффект атмосферного водяного пара становится более серьезным на коротких длинах волн; поэтому субмиллиметровые телескопы должны быть расположены на горных вершинах, как это требуется для оптических телескопов. Все части зеркала активно управляются, чтобы точно выдерживать правильную форму, как в новых оптических телескопах.

4.5. Другие волновые области

В окрестность Земли приходят все волны электромагнитного спектра. Однако не все излучение достигает ее поверхности. Помимо оптической и радио области имеются только некоторые узкие области длин волн в инфракрасном диапазоне, которые можно наблюдать с высоких горных вершин. Первые наблюдения в каждой из новых волновых областей обычно проводились с баллонов, но пока не начали использовать ракеты, внеатмосферные наблюдения были невозможны. Первые реальные наблюдения рентгеновского источника были сделаны во время полета ракеты в июне 1962 года, когда примерно на 6 минут детектор был поднят над атмосферой. Более интенсивно области длин волн, поглощаемых атмосферой, стали изучаться с 1970-х годов с использованием искусственных спутников Земли.

γ-излучение. Гамма-лучевая астрономия изучает излучение квантов с энергиями с энергиями $10^5 - 10^{14}$ эВ. Граница между гамма и рентгеновской астрономией, 10^5 эВ, что соответствует длине волны 10^{-11} м. Граница не фиксирована – области жесткого рентгеновского излучения и мягкого гамма излучения частично перекрываются.

В то время как ультрафиолетовое, видимое и инфракрасное излучение возникает вследствие изменения энергетического состояния электронных оболочек атомов, гамма-лучи и жесткие X-лучи (рентгеновские) производятся при переходах в атомных ядрах или при взаимодействиях элементарных частиц. Т.о. наблюдения наиболее коротких длин волн дает информацию о процессах, отличных от тех, которые приводят к более длинным волнам.

Первые наблюдения гамма-источников были получены в конце 1960-х, когда устройство на спутнике OSO-3 (Orbital Solar Observatory) зарегистрировало гамма лучи из Млечного Пути. Позже некоторые спутники, такие как SAS-2, COS-B, HEAO-1, HEAO-3 и Granat, были запущены специально для целей гамма-астрономии. Наиболее эффективный спутник для этих целей, Compton Gamma Ray Observatory, был запущен в 1991 году.

Кванты гамма-излучения имеют энергию в миллионы раз большую, чем кванты видимого света, но их невозможно наблюдать при помощи детекторов видимого света. Эти наблюдения делаются при помощи различных *сцинтилляционных детекторов* (scintillation – мерцание, вспышка), состоящих обычно из нескольких слоев детекторных пластинок, где гамма-излучение преобразовывается при помощи фотоэффекта в видимый свет, воспринимаемый фотоумножителями. Энергия гамма-кванта может быть определена из глубины, до которой он проникает в детектор. Анализ следов, оставленных квантами, дает информацию о их приблизительном направлении. Точность измерения направления является низкой, и разрешение в гамма-астрономии намного ниже, чем в других областях длин волн.

Рентгеновское излучение (X-лучи). Наблюдаемая область рентгеновской астрономии включает энергии между 10^2 и 10^5 эВ, или длины волн $10 - 0.01$ нм. Области $10 - 0.1$ нм и $0.1 - 0.01$ нм называются мягкими (soft) и жесткими (hard) X-лучами соответственно. X-лучи были открыты в конце 19-го столетия. Систематическое изучение неба в X-лучах стало возможным только в 1970-х с появлением спутниковой технологии.

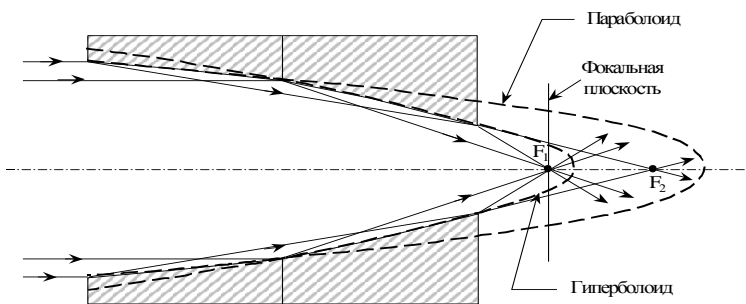
Первое картографирование всего неба было сделано в начале 1970-х спутником SAS-1 (Small Astronomical Satellite), имеющим также имя «Ухуру». В конце 1970-х две высоко-энергетичные астрономические обсерватории (High-Energy Astronomy Observatories) HEAO-1 и HEAO-2 (последний назван именем «Эйнштейн») выполнили картографирование неба с намного более высокой точностью,

чем «Ухуру». Эйнштейн-обсерватория была способна регистрировать источники в тысячу раз слабее, чем ранние рентгеновские телескопы. В оптической астрономии это соответствовало бы прыжку от 15-сантиметрового рефлектора к 5-метровому телескопу. Т.о. рентгеновская астрономия развилась за 20 лет так же, как оптическая за 300 лет.

В начале 1990-х были запущены германо-американский рентгеновский спутник Rosat и японский Asuka.

Помимо спутников, картографирующих полную небесную сферу, использовались спутники, наблюдающие рентгеновское излучение Солнца. Наиболее эффективные телескопы были установлены на космической станции «Скайлэб», и они использовались для изучения Солнца в 1973 – 1974 гг.

Первые рентгеновские телескопы использовали детекторы, аналогичные используемым в гамма-астрономии. Их точность измерения направлений была не лучше нескольких дуговых минут. Более точные рентгеновские телескопы используют принцип *скользящего отражения* (grazing reflection). X-лучи, падающие на поверхность перпендикулярно, не отражаются, а поглощаются. Если, однако, X-лучи попадают на зеркало почти параллельно к его поверхности, еле-еле прикасаясь к нему, высококачественная поверхность может отразить лучи.



Зеркалом рентгеновского телескопа является внутренняя поверхность медленно сужающегося конуса. Внешняя часть поверхности параболоид, а внутренняя – гиперboloид. Лучи отражаются обеими поверхностями и встречаются в фокальной плоскости. На практике устанавливается несколько трубок, одна внутри другой. Например, четыре конуса обсерватории «Эйнштейн» имеют настолько хорошо отполированную оптическую поверхность, как

обычный телескоп с диаметром 2.5м. Разрешение рентгеновских телескопов порядка нескольких секунд дуги, а рабочее поле зрения около 1°.

В качестве детекторов в рентгеновской астрономии используют обычно *счетчики Гейгера – Мюллера, пропорциональные счетчики* или *сцинтилляционные детекторы*. Счетчики Гейгера – Мюллера и пропорциональные счетчики это коробки, наполненные газом. Стенки образуют катод, а анодная проволока тянется через середину коробки; в более точных счетчиках имеется несколько анодных проволок. Входящий в коробку рентгеновский квант ионизует газ, а разность потенциалов между анодом и катодом приводит к возникновению тока электронов и положительных ионов.

Ультрафиолетовое излучение. Между рентгеновской и оптической областью лежит область ультрафиолетового излучения, с длинами волн между 10 и 400нм. Большая часть ультрафиолетовых наблюдений проводилась в так называемой мягкой (*ближней*) УФ области (soft UV region), т.е. на длинах волн, близких к оптическому свету, т.к. УФ излучение поглощается атмосферой. Длины волн ниже 300нм ею полностью блокированы. Область длин волн от 10 до 91.2нм называется *дальним ультрафиолетом* (extreme ultraviolet – EUV, XUV).

Дальний ультрафиолет стал одной из последних систематически наблюдающихся областей электромагнитного излучения. Причина этого в том, что поглощение межзвездным водородом делает небо практически непрозрачным на этих длинах волн. Видимость в большинстве направлений ограничена несколькими сотнями световых лет. Тем не менее, в некоторых направлениях плотность межзвездного газа так низка, что могут быть увидены даже внегалактические объекты. Первым спутником, посвященным дальнему ультрафиолету, стал Extreme Ultraviolet Explorer (EUVE), запущенный в 1992 году. Он отнаблюдал сотни EUV источников. Для исследования дальнего ультрафиолета используются телескопы «скользящего отражения», аналогичные используемым в рентгеновской астрономии.

Почти во всех областях астрономии важную информацию получают при помощи наблюдений ультрафиолетового излучения. Множество эмиссионных линий звездных хромосфер или корон, Лаймановская серия атома водорода и большая часть излучения от горячих звезд находятся в ультрафиолетовой области. В ближнем

ультрафиолете телескопы могут быть сделаны подобно оптическим телескопам и, будучи оборудованы фотометром или спектрометром, установлены на искусственном спутнике Земли.

Наиболее эффективными спутниками, работавшими в ультрафиолете, были европейский TD-1, американские орбитальные астрономические обсерватории – ОАО-2 и ОАО-3 (Коперник), International Ultraviolet Explorer (IUE) и советский «Астрон». Инструментарий спутника TD-1 включал и фотометр и спектрометр. Спутник измерил величины более 30000 звезд в четырех различных спектральных областях между 135 и 274нм, и записал УФ спектры от более, чем 1000 звезд. Спутники ОАО также использовались для измерения величин и спектров, а ОАО-3 работал более 8 лет. Спутник IUE, запущенный в 1978 году, был одним из самых успешных астрономических спутников. На нем установлен 45-сантиметровый телескоп системы Риччи-Кретьена с апертурным отношением $f/15$ и полем зрения $16'$. Спутник имеет два спектрографа для измерения спектров более высокого или более низкого разрешения в интервалах длин волн 115 – 200нм или 190 – 320нм. Для регистрации спектров используется Vidicon камера, а полученные ею изображения передаются вниз на Землю. В отличие от более ранних спутников, IUE может использоваться почти так же, как наземные телескопы, с постоянным слежением из центра управления и сменой, при необходимости, наблюдательной программы. Советский спутник «Астрон», запущенный в 1983 году, имел французский спектрометр. Апертура у телескопа «Астрон» была 80см, как у ОАО-3.

Инфракрасное излучение. Излучение с более длинными волнами, чем у видимого света, называется инфракрасным излучением. Эта область простирается примерно от 1мкм до 1мм, где начинается радиообласть. Иногда ближняя инфракрасная ($\lambda < 5\text{мкм}$) и субмиллиметровая область ($0.1\text{мм} < \lambda < 1\text{мм}$) рассматриваются как отдельные волновые области.

В инфракрасных наблюдениях излучение собирается при помощи телескопа так же, как в оптической области. Приходящее инфракрасное излучение состоит из излучения от объекта, от фона и от самого телескопа. И источник, и фон должны непрерывно измеряться, давая в виде разности излучение от объекта. Измерения фонового излучения обычно делаются при помощи вторичного кассегреновского зеркала, осциллирующего между источником и фоном со скоростью ~ 100 колебаний в секунду, и т.о. изменяющийся фон

может быть исключен. Для регистрации измерений используются полупроводниковые детекторы. Детектор всегда должен охлаждаться, чтобы минимизировать свое собственное тепловое излучение. Иногда охлаждается весь телескоп.

Инфракрасные обсерватории строились на высоких горных вершинах, где низко содержание атмосферного водяного пара (Мауна Кеа на Гавайях, Mt. Lemon в Аризоне и Pico del Teide на Тенерифе). Для наблюдений в далекой инфракрасной области эти горы не достаточно высоки; эти наблюдения проводятся, например, с аэропланов. Одним из наиболее хорошо оборудованных самолетов является Kuiper Airborne Observatory, названная в честь известного исследователя планет Койпера (Gerard Kuiper).

Баллоны и спутники также используются для инфракрасных наблюдений. Наиболее успешной инфракрасной обсерваторией был спутник IRAS (Infra Red Astronomy Satellite), построенный в кооперации США и Голландией. Он был запущен в начале 1983 года и работал более 8 месяцев. Спутник картографировал все небо на четырех длинах волн (12, 25, 60 и 100 мкм) и обнаружил более 200000 новых инфракрасных объектов. Очень успешным спутником был также запущенный в 1989 году COBE (Cosmic Background Explorer), который картографировал фоновое излучение в субмиллиметровых и инфракрасных длинах волн.

Помимо электромагнитного излучения энергия приходит из космоса и в других формах: *частицы (космические лучи, нейтрино) и гравитационное излучение.*

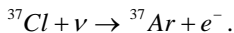
Космические лучи. Космические лучи, состоящие из электронов и полностью ионизованных ядер атомов, принимаются в равных количествах со всех направлений. Правда, направление их прихода ничего не говорит о их происхождении. Так как космические лучи имеют электрический заряд, их путь постоянно изменяется при прохождении через магнитные поля Млечного Пути. Высокая энергия космических лучей означает, что они есть продукт высокоэнергетического явления, подобного взрыву сверхновой. Большая часть космических лучей есть протоны (около 90%) и ядра гелия (10%), но некоторые являются более тяжелыми ядрами; их энергия $10^8 - 10^{20}$ эВ.

Наиболее энергетические космические лучи приводят к возникновению *вторичного излучения* при соударении с молекулами атмосферы. Это вторичное излучение может наблюдаться с поверхности

Земли, но первичные космические лучи могут наблюдаться непосредственно только вне атмосферы. Детекторы, используемые для наблюдения космических лучей, аналогичны используемым в физике элементарных частиц. Так как наземные ускорители позволяют достигать энергии только около 10^{12} эВ, космические лучи представляются превосходной «естественной» лабораторией для физики элементарных частиц. Многие спутники и космические корабли имеют детекторы для обнаружения космических лучей.

Нейтрино. Нейтрино – это элементарные частицы, не имеющие электрического заряда и с массой равной нулю или, по меньшей мере, меньшей, чем $1/10000$ массы электрона. Большая часть нейтрино рождается в ядерных реакциях внутри звезд; т.к. они очень слабо взаимодействуют с другим веществом, к нам приходят нейтрино из внутренних областей звезд.

Нейтрино очень трудно наблюдать; первым методом, использованным для этой цели, был радиохимический метод. Как реагирующий агент может быть использован C_2Cl_4 . Когда нейтрино ударяет в атом хлора, хлор превращается в аргон и освобождается электрон:



Атом аргона радиоактивен и может наблюдаться.

Вместо хлора для обнаружения нейтрино может использоваться литий и галлий. Первые галлиевые детекторы были созданы в Италии и России в конце 1980-х.

Другой метод основывается на излучении Черенкова, производимом нейтрино в чрезвычайно чистой воде. Вспышки света регистрируются с использованием фотоумножителей, и т.о. становится возможным определить направление излучения. Этот метод используется, например, в японском Kamiokande детекторе.

Детекторами наблюдались нейтрино от Солнца и сверхновой 1987А в Большом Магеллановом Облаке. Детекторы нейтрино должны быть расположены глубоко под землей (например, в старых шахтах), чтобы защитить их от вторичного излучения, вызываемого космическими лучами.

Гравитационное излучение. Гравитационная астрономия так же молода, как и нейтринная. Первые попытки измерить гравитационные волны были сделаны в 1960-х. Гравитационное излучение испускается массами, движущимися с ускорением, так же как элек-

ромагнитное излучение испускается электрическими зарядами в ускоренном движении. Существование гравитационных волн вытекает из общей теории относительности (ОТО), созданной А. Эйнштейном в 1916 году. Гравитационные волны переносят энергию и импульс. Воздействуя на тела, они должны вызывать относительное смещение их частей (деформацию тел).

Первой антенной для измерения гравитационных волн был *цилиндр Вебера*. Это алюминиевый цилиндр, который начинает колебаться на своей собственной частоте, когда его ударяет гравитационный импульс. Расстояние между концами цилиндра изменяется примерно на 10^{-17} м, а изменения в длине измеряются деформационными датчиками, приваренными к стороне цилиндра.

Другой тип современных детекторов гравитационного излучения измеряет «пространственную деформацию», вызываемую гравитационными волнами, и состоит из двух систем зеркал в направлениях перпендикулярных друг другу (интерферометр Майкельсона), или одной системы параллельных зеркал (интерферометр Фабри-Перо). Относительные расстояния между зеркалами отслеживаются лазерными интерферометрами. Если гравитационный импульс проходит детектор, расстояния изменяются, и изменения могут быть измерены. Наиболее длинный базис между зеркалами несколько десятков метров, но планируются базисы километровой длины. Один из крупнейших детекторов гравитационных волн находится в Институте Квантовой Оптики Макса Планка, где длина плеча 30 метров пробегается 110 раз, приводя к световому пути 3.3 км.

Астрофизики предполагают, что во Вселенной существуют естественные импульсные генераторы гравитационного излучения высокой мощности. К ним должны относиться взрывы сверхновых звезд, столкновения нейтронных звезд, черных дыр, несимметричный гравитационный коллапс звезд. Именно на такие источники и рассчитаны наземные лабораторные гравитационные антенны.

5. СПЕКТРЫ ЗВЕЗД

Вся наша информация о физических свойствах звезд добывается более или менее непосредственно из изучения их спектров. В частности, изучая интенсивность различных линий поглощения, можно получить массу, температуру и химический состав звезд. Форма линий содержит подробную информацию о процессах в атмосферах звезд.

Как известно из курса физики, нагретые твердые и жидкие тела обладают *сплошным* или *непрерывным* спектром. Так называется спектр, в котором присутствует излучение любой частоты или длины волны. Достаточно плотный нагретый газ или толстый слой разреженного газа также дают сплошной спектр.

Звездные спектры не являются сплошными – они пересечены многочисленными темными линиями (и комплексами линий – полосами), так называемыми *фраунгоферовыми линиями*. Фраунгоферовы линии называются иначе линиями поглощения.

Известно также, что нагретые до свечения разреженные газы имеют спектр, состоящий из разрозненных светлых спектральных линий (или полос) на темном фоне (эмиссионные линии). Если же на оптической оси спектроскопа за нагретым газом поместить еще более горячий источник, дающий сплошной спектр, то результирующий спектр тоже будет сплошным, но все светлые линии испускания газа превратятся в темные линии, сохранив свое положение в спектре (т.е. свою длину волны). В данном случае газ *поглотил* то излучение более горячего тела, которое он может испускать, беспрепятственно пропустив остальное излучение.

Каждый химический элемент испускает (или поглощает) линии строго определенной длины волны. Этот факт стал основой спектрального анализа. Присутствие светлых или темных линий в спектре какого-либо источника света является бесспорным доказательством наличия в источнике того или иного элемента или химического соединения. Наличие в спектрах звезд фраунгоферовых линий указывает на то, что поверхностные слои звезд состоят из разреженных газов, в которых происходит поглощение света, идущего из более плотных и горячих глубинных газовых масс. Фраунгоферовы линии в спектре звезды позволяют судить не только о химическом составе атмосферы звезды, но и о физическом состоянии содержащихся в ней химических элементов. Например, наличие полос поглощения, присущих тем или иным химическим соединениям, ука-

зывает на существование атомов, связанных в молекулы. Наблюдаются также линии, принадлежащие данному элементу не в его нормальном состоянии, а в так называемом *ионизованном* состоянии, когда соответствующие атомы лишены одного или нескольких внешних электронов.

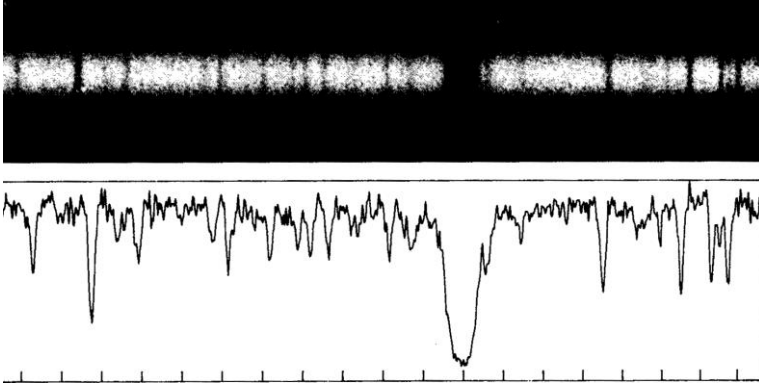
Впервые солнечный спектр наблюдал в 1666 году Исаак Ньютон. Началом развития спектроскопии можно считать 1814 год, когда Йозеф Фраунгофер обнаружил темные линии в спектре Солнца. В 1859 году Густав Роберт Кирхгоф и Роберт Бунзен идентифицировали линии, как характеристические линии, производимые различными элементами в разогретом газе.

5.1. Измерение спектров

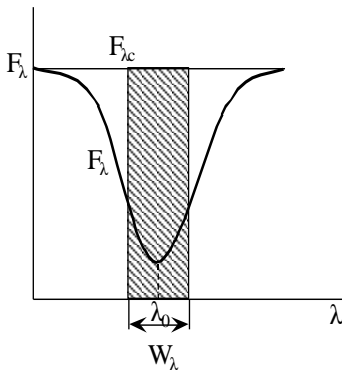
Спектры получают с использованием либо *объективной призмы*, либо *щелевого спектрографа*. В первом случае получают фотоснимок, где каждое звездное изображение разложено в спектр. До нескольких сотен спектров может быть получено на одной пластинке и использовано для спектральной классификации. Количество деталей, которые можно увидеть на спектрах, зависит от их *дисперсии* (диапазона длин волн на миллиметр на пластинке). Дисперсия объективной призмы – несколько десятков нанометров на миллиметр. На щелевом спектрографе достигается дисперсия $1 - 0.01 \text{ нм/мм}$. Детальная форма индивидуальных спектральных линий может тогда быть изучена.

Фотоснимок спектра преобразовывается в график интенсивности, показывающий плотность светового потока как функцию от длины волны. Это делается при помощи микроденситометра, измеряющего количество света, переданного записанным спектром. Так как почернение фотографической пластинки нелинейно относительно количества энергии, которое она получает, измеренное почернение должно быть прокалибровано сравнением с известными экспозициями. В современных CCD спектрографах кривая интенсивности определяется непосредственно без промежуточного использования фотопластинки. Для измерения интенсивности линий спектр обычно очищается отделением непрерывной интенсивности. На рисунке ниже показан фотоснимок спектра звезды и кривая интенсивности, полученная из прокалиброванной и очищенной записи микроденситометра. Линии поглощения выглядят как впадины различных размеров на кривой. В дополнение к четким и глубоким

линиям имеется большое число слабых линий, которые едва различимы. Зернистость фотоэмульсии является источником шума, который проявляется как неправильные флуктуации кривой интенсивности. Некоторые линии расположены так близко друг к другу, что выглядят перемешанными при этой дисперсии.



Детальная форма спектральной линии называется ее *профилем*. Истинная форма линии отражает свойства звездной атмосферы, но наблюдаемый профиль искажен также измеряющим инструментом.



Однако, полное поглощение в линии, выражаемое обычно через *эквивалентную ширину*, менее чувствительно к наблюдательному эффекту. Эквивалентная ширина есть ширина полностью темной прямоугольной линии с таким же полным поглощением, как наблюдаемая линия.

Эквивалентная ширина спектральной линии зависит от того, как много атомов в атмосфере находятся в со-

стоянии, в котором они могут поглощать рассматриваемую длину волны. Чем больше атомов имеется, тем интенсивнее и шире будет спектральная линия.

Из интенсивности спектральных линий может быть определен химический состав атмосферы. С появлением мощных компьютеров стало возможным строить более подробные модели строения звездных атмосфер и вычислять присущие данной модели спектры. Вычисленный спектр сравнивается с наблюдаемым и теоретическая модель исправляется до тех пор, пока не получится хорошая подгонка. Теоретическая модель даст тогда число поглощающих атомов, и, следовательно, обилие элемента в атмосфере.

5.2. Спектральные классификации

Спектры звезд чрезвычайно разнообразны. Поэтому, естественно, возникла необходимость осуществить спектральную классификацию звезд. После первых попыток, сделанных в этом направлении во второй половине 19-го века, наиболее удачной оказалась так называемая гарвардская спектральная классификация звезд. Эта работа была начата Генри Дрепером (Henry Draper), получившим в 1872 году первую фотографию спектра Веги. Позже вдова Дрепера подарила наблюдательное оборудование и некоторую сумму денег Гарвардской Обсерватории для продолжения работ по классификации.

Основная часть работы по классификации была выполнена сотрудницей обсерватории А. Кеннон (Annie Jump Cannon) с использованием спектров, полученных при помощи объективной призмы. Результаты этой работы были опубликованы в течение 1918 – 1924 гг. в 91 – 99 томах «Анналов» Гарвардской обсерватории под названием «Каталог Генри Дрепера» (Henry Draper Catalogue, HD). Этот каталог содержал 225300 звезд до 9-й звездной величины. Впоследствии многие обсерватории добавляли все новые и новые списки расположенных в отдельных участках неба звезд с классифицированными спектрами. В настоящее время спектры гарвардской классификации содержат около 400000 звезд, в том числе и весьма слабых (до 13.5^m).

Основным критерием для гарвардской классификации взята интенсивность атомных спектральных линий или молекулярных полос. Одновременно грубо учитывается распределение энергии в непрерывном спектре звезды (ее цвет). Гарвардская классификация возникла чисто эмпирически без теоретических соображений и, как вскоре выяснилось, оказалась классификацией по *температуре*, отражающей различия в степени ионизации вещества звездных ат-

мосфер, что определяется в первую очередь температурными условиями. В малой степени гарвардская классификация отражает возможные различия химического состава звезд.

Спектральные классы звезд имеют буквенные обозначения и располагаются в последовательности:

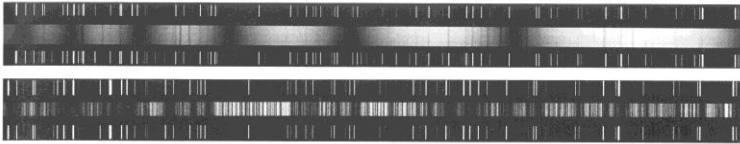
O – B – A – F – G – K – M,

вдоль которой температура убывает. Используются также дополнительные классы R, N и S, отражающие вариации химического состава у холодных звезд-гигантов с температурой около 3000 К. Для того чтобы запомнить эту последовательность существует удобное мнемоническое правило: «Oh, Be A Fine Girl, Kiss Me Right Now Sweetheart!» (О, будь хорошей девочкой, поцелуй меня сейчас же любимая!)

К буквенным обозначениям гарвардской классификации добавлены Q – для новых звезд, P – для планетарных туманностей и W – для звезд типа Вольфа-Райе.

Спектральные классы разделяются на подклассы, обозначаемые цифрами 0, ..., 9. Иногда используются десятичные доли, например B0.5.

Ниже приведены для примера спектры звезд раннего и позднего спектральных типов в полосе длин волн между 375 и 390 нм. Верхняя звезда – Вега, спектрального типа A0, нижняя звезда – Альдебаран, спектрального типа K5. Бальмеровская серия водорода сильна в спектре Веги; в спектре Альдебарана имеется много линий металлов.



Основные характеристики различных спектральных классов

Тип O. Голубые звезды, температура поверхности 20000 – 35000К. Спектры с линиями многократно ионизованных атомов, например HeII, CIII, NIII, OIII, SiV. HeI – хорошо виден, HI – линии слабы.

Тип B. Бело-голубые звезды, температура поверхности около 15000 К. Линии HeII – исчезают, линии HeI (403 нм) наиболее сильны в B2, затем делаются слабее и исчезают у звезд класса B9. Линия

К CaII становится видимой у класса В3. Линии H γ становятся сильнее. Видны линии O II, SiII и MgII.

Тип А. Белые звезды, температура поверхности около 9000К. Линии H γ очень сильны у А0 и преобладают во всем спектре, затем становятся слабее. Линии H и К CaII становятся сильнее. HeI больше не виден. Начинают появляться линии нейтральных металлов.

Тип F. Желто-белые звезды, температура поверхности около 7000К. Линии H γ становятся слабее, а линии H и К ионизованного кальция CaII становятся сильнее. Линии многих металлов, например FeI, FeII, CrII, TiII, отчетливы и становятся сильнее. Несколько линий железа FeI и ионизованного титана TiII сливаются на спектрограммах с малой дисперсией, образуя полосу G.

Тип G. Желтые звезды, подобные Солнцу, температура поверхности около 5500К. Линии H γ становятся еще слабее, линии H и К очень сильны, наиболее сильные в G0. Линии металлов становятся сильнее. Четко видна G полоса. Линии циана CN видны у звезд гигантов.

Тип K. Желтовато-оранжевые звезды, температура поверхности около 4000К. В спектре доминируют линии металлов. Линии H γ незначительны. Линия 422.7 нм CaI четко видна. Сильные линии H и K, а также полоса G. Полосы TiO появляются в K5.

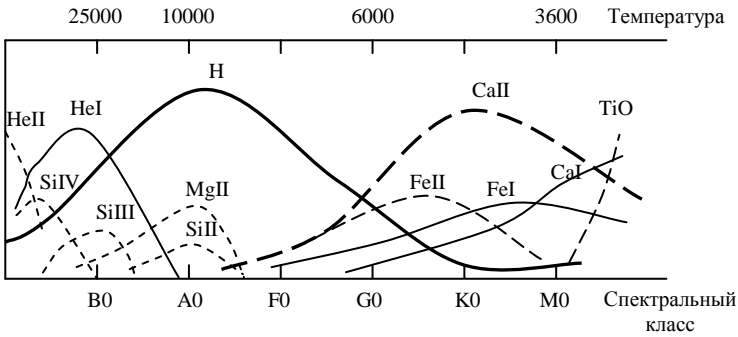
Тип M. Красные звезды, температура поверхности около 3000К. Полосы TiO становятся сильнее. Линия 422.7 нм CaI очень сильна. Имеется множество линий нейтральных металлов.

Тип R и N. Углеродные звезды. Очень красные, температура поверхности около 3000К. Сильно выделяются полосы поглощения молекул углерода C₂, циана CN и молекул CH. Нет полос TiO. Спектр похож на K и M типы.

Тип S. Красные низкотемпературные звезды (около 3000К). По распределению энергии в непрерывном спектре класс S сходен с классами M и N, но отличается от них присутствием очень четких полос окисей циркония ZrO и менее заметных иттрия YO и лантана LaO – элементов, очень редких на Земле. Присутствуют также полосы TiO.

Основные характеристики классификационной схемы можно увидеть из рисунка, на котором приведены эквивалентные ширины некоторых важных спектральных линий в различных спектральных классах. *Ранние*, т.е. горячие, спектральные классы характеризуются линиями ионизированных атомов, тогда как холодные, или *поздние*, спектральные типы имеют линии нейтральных атомов. Полосы по-

глощения молекул также появляются у поздних спектральных типов. Эти различия существенно обусловлены различиями в температуре.



Более 99% всех звезд относятся к спектральным классам В, А, F, G, К и М. Остальные спектральные классы очень малочисленны.

В 1905 году Э. Герцшпрунг открыл деление звезд поздних спектральных классов на *карлики* и *гиганты*. Были введены дополнительные обозначения «d» (dwarf – карлик) и «g» (giant – гигант), которые ставятся перед обозначением спектрального класса. Перед спектральным классом ставится также характеристика *сверхгигантов* «с» (очень тонкие и резкие линии в спектре). После обозначения спектрального класса ставится один из следующих знаков (или их комбинация):

- «e» – эмиссионные линии в спектре;
- «p» - пекулярности (особенности) в спектре;
- «s» - линии узкие (sharp) и резкие;
- «n» - линии размытые, туманные (nebulae) и широкие;
- «v» - переменные спектры (при этом часто меняется также спектр).

Некоторые звезды не укладываются в изложенную спектральную классификацию. Например, *белые карлики* (wd). Их спектры обозначают буквой D в сопровождении одной из следующих букв: А, С, В, О, F, G.

DA – видны линии бальмеровской серии водорода, а линий гелия нет;

DC – непрерывный спектр;

DB – видны широкие линии нейтрального гелия;

DO – широкие линии ионизованного гелия;

DF – линии металлов (главным образом H и K ионизованного кальция CaII)

DG – линии CaII и FI

Особенные спектры имеют новые и сверхновые звезды, звезды Вольфа-Райе и некоторые другие.

Такая схема спектральной классификации надежно служила несколько десятилетий. Однако появление приемников инфракрасного излучения и обнаружение с их помощью коричневых карликов привело в конце 1990-х годов к введению новых спектральных классов L и T для тел с эффективной температурой менее 2000К. Дело в том, что у звезд класса M с температурой поверхности около 3000К в спектре видны мощные полосы поглощения окисей титана и ванадия (TiO, VO). У более холодных звезд их не оказалось. До открытия коричневого карлика Gliese 229B самым темным и холодным был компаньон белого карлика, объект GD 165B, имеющий температуру поверхности 1900К и светимость $1.2 \times 10^{-4} L_{\odot}$. В его спектре, в отличие от других холодных звезд, не было полос поглощения TiO и VO, за что он был прозван «странной звездой». Такими же оказались спектры и других коричневых карликов с температурой ниже 2000К. Численное моделирование показало, что подавление спектральных полос TiO и VO является результатом конденсации этих молекул в пылинки при $T < 2000\text{K}$. В 1998 г. Дэви Киркпатрик из Калифорнийского технологического института предложил расширить гарвардскую схему, добавив в нее класс L для маломассивных инфракрасных звезд, имеющих эффективную температуру поверхности 1500 – 2000К. Спектр L-карликов характеризуется сильной полосой поглощения SrH, сильными линиями редких щелочных металлов Cs и Rb, а также широкими линиями калия и натрия.

Поиск и исследование L-карликов привело к обнаружению еще более экзотических объектов, для которых потребовалось ввести новый спектральный класс T. Эффективная температура T-карликов около 1500 – 1000К и даже чуть ниже. В их спектрах видны мощные полосы поглощения воды, метана и молекулярного водорода, поэтому их еще называют «метановыми карликами». Первые такие звезды были обнаружены в самом конце 1990-х годов. Прототипом T-карликов считают коричневый карлик Gl 229B. Его масса оценивается в $0.025 - 0.065 M_{\odot}$, радиус $0.9 - 1.1 R_{Jup}$ и эффективная температура 950 – 1050К. Он обращается вокруг M-карлика Gl 229A по орбите радиусом около 40 а.е. с периодом около 200 лет.

Гарвардская классификация принимает во внимание только влияние температуры на спектры. В более точной классификации необходимо учитывать также светимость звезды, т.к. две звезды с одинаковой эффективной температурой могут иметь существенно различные светимости. Поэтому У. Морган, Ф. Кинан и Е. Келман из Йеркской обсерватории ввели двумерную спектральную классификацию. Эта система известна как МКК или *Йеркская классификация*. (МК-классификация является модифицированной, более поздней версией). МКК-классификация основывается на тщательном визуальном изучении щелевых спектров с дисперсией 11.5 нм/мм. Она определялась на основе стандартных звезд и критерия светимости. Различается шесть классов светимости:

- Ia – наиболее яркие сверхгиганты;
- Ib – менее яркие сверхгиганты;
- II – яркие гиганты;
- III – нормальные гиганты;
- IV – субгиганты;
- V – звезды главной последовательности (карлики).

Класс светимости определяется из спектральных линий, которые сильно зависят от притяжения поверхностью звезды. Массы гигантов и карликов грубо равны, но радиусы гигантов намного больше радиусов карликов. Поэтому гравитационное ускорение

$$g = \frac{GM}{R^2}$$

на поверхности гиганта намного меньше, чем на поверхности карлика. Вследствие этого плотность газа и давление в атмосфере гиганта намного меньше. Это приводит к *эффекту светимости* в звездных спектрах.

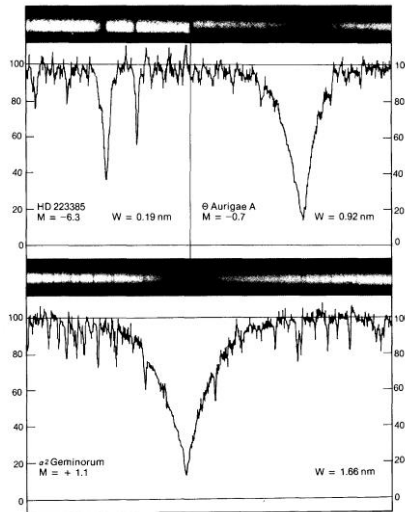
1. У спектральных типов В – F линии нейтрального водорода глубже и уже для звезд более высоких светимостей. Причина этого в том, что ионы металлов приводят к флуктуирующему электрическому полю около атомов водорода. Это поле приводит к смещению энергетических уровней водорода (эффект Штарка), проявляющемуся как расширение линий. Эффект становится сильнее, если плотность возрастает. Поэтому линии водорода, узкие у абсолютно ярких звезд, становятся шире у звезд главной последовательности и еще шире у белых карликов.

2. Линии от ионизованных элементов относительно сильнее у звезд высокой светимости. Это получается потому, что при более высокой плотности электронам и ионам легче рекомбинироваться в

нейтральные атомы. С другой стороны, скорость ионизации существенно определяется полем излучения и не зависит ощутимо от плотности газа. Поэтому данное поле излучения может содержать более высокую степень ионизации в звездах с более протяженными атмосферами. Например, в спектральных классах F – G относительная интенсивность линий ионизованного стронция (SrII) и нейтрального железа (FeI) может быть использована как индикатор светимости. Обе линии зависят от температуры примерно одинаково, но линии SrII становятся намного интенсивнее, когда светимость возрастает.

3. Звезды-гиганты краснее, чем карлики того же спектрального типа. Спектральный тип определяется из интенсивностей спектральных линий, в том числе линий ионов. Так как эти линии интенсивнее у гигантов, гигант будет холоднее и, следовательно, краснее, чем карлик того же спектрального типа.

4. В спектрах звезд-гигантов имеется сильная полоса поглощения циана CN, которая почти абсолютно отсутствует у карликов. Это отчасти температурный эффект, так как более холодные атмосферы гигантов более подходят для образования циана.



На этом рисунке можно увидеть эффекты светимости в линии водорода H_γ у звезд класса A. Вертикальная ось дает нормализованную интенсивность. HD 223385 (слева вверху) есть сверхгигант

класса A2, у которого линия H_γ очень слаба; θ Aurigae A (вверху справа) является звездой гигантом; α^2 Geminorum (внизу) является звездой главной последовательности, у которой эта линия очень широка.

Пекулярные спектры. Спектры некоторых звезд отличаются от спектров, которые ожидалось бы для них, основываясь на их температуре и светимости. Такие спектры называются пекулярными. Рассмотрим наиболее общие пекулярные спектральные типы.

1. Очень горячие *звезды Вольфа-Райе*; первые экземпляры таких звезд были открыты Charles Wolf и Georges Rayet в 1867 г. Спектры звезд типа Вольфа-Райе имеют широкие эмиссионные линии водорода и ионизованных гелия, углерода, азота и кислорода. Практически нет линий поглощения. Полагают, что звезды Вольфа-Райе являются членами двойных систем, где они должны терять свои внешние слои, перетекающие на звезду-компаньон. В результате этого «оголяются» звездные «внутренности», что приводит к спектрам, отличающимся от нормальных спектров внешних слоев звезд.

2. В некоторых O и B звездах линии поглощения водорода имеют слабые эмиссионные компоненты либо в центре линии, либо на ее краях. Эти звезды называются Be и *звездами с оболочкой* (буква «e» после спектрального типа указывает, что имеются эмиссионные линии в спектрах). Эмиссионные линии образуются в сплюсненной в результате вращения звезды ее газовой оболочке. Звезды с оболочкой и звезды Be показывают нерегулярные колебания, видимо связанные со структурными изменениями в оболочке. Около 15% всех O и B звезд имеют эмиссионные линии в своих спектрах.

3. Наиболее яркие эмиссионные линии присутствуют в спектрах звезд типа P Cygni, на которых имеются одна или больше узких линий поглощения на коротковолновой стороне эмиссионной линии. Предполагают, что линии образуются в толстой расширяющейся оболочке. Звезды типа P Cygni часто являются переменными. Например, блеск самой P Cygni в течение последних столетий менялся между 3-ей и 6-й величиной. В настоящее время ее величина $\sim 5^m$.

4. Пекулярные A-звезды или Ap-звезды («p» = пекулярный) обычно являются сильно намагниченными звездами, у которых линии расщеплены на несколько компонентов вследствие эффекта Зеемана. Линии некоторых элементов, таких как магний, кремний,

европий, хром и стронций у Ар-звезд исключительно интенсивны. Линии более редких элементов, таких как ртуть, галлий и криптон, также могут присутствовать. Без таких линий Ар-звезды подобны нормальным звездам главной последовательности.

5. Ам-звезды («m» = металлический) также имеют аномальный избыток элементов, но не до такой степени, как Ар-звезды. В их спектрах сильны линии редкоземельных и наиболее тяжелых элементов; линии скандия и кальция слабы.

6. Звезды класса S, а также классов R и N, объединяемых иногда в класс C (углеродные звезды), являются специальными классами K и M гигантов с аномальным избытком элементов. В S-звездах нормальные линии окиси титана, скандия и ванадия заменяются окисью более тяжелых элементов – циркония, иттрия и бария. Большинство S-звезд являются неправильными переменными. Звезды класса C (более горячие – R-звезды и более холодные – N-звезды) обязаны своим названием углероду (carbon). Линии окисей металлов почти полностью отсутствуют в их спектрах; различные соединения углерода (CN, C₂, CH) сильны. Избыток углерода по отношению к кислороду в C-звездах в 4 – 5 раз больше, чем у нормальных звезд.

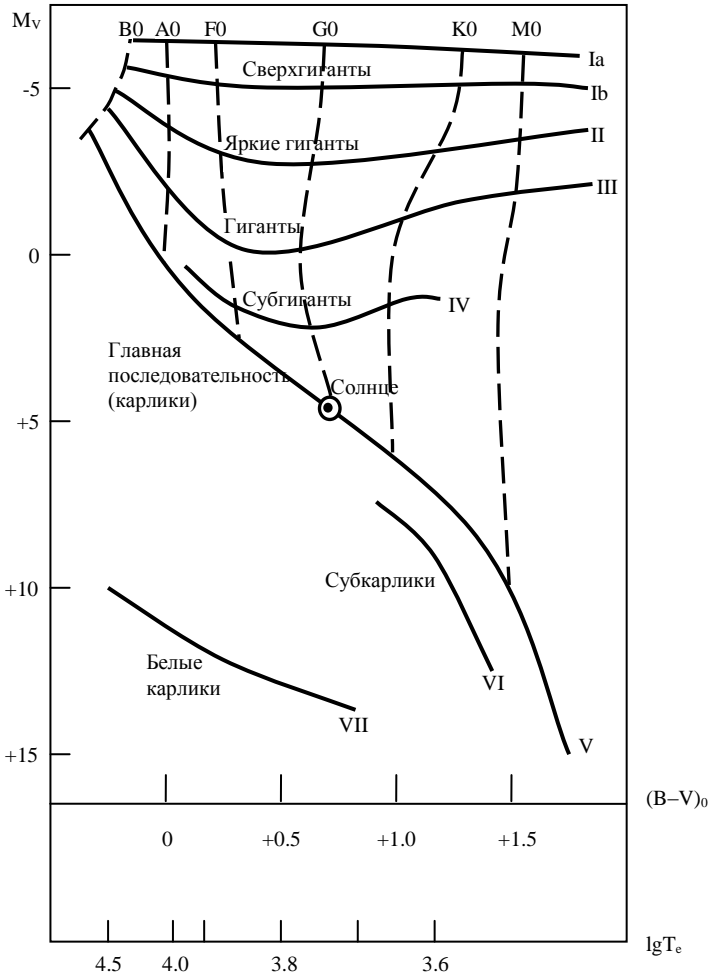
7. Еще одним типом звезд-гигантов с избытком аномалий являются *бариевые звезды*. В их спектрах сильны линии бария, стронция, редкоземельных и некоторых углеродных соединений.

5.3. Диаграмма Герцшпрунга – Рассела

В 1910 году *Ejnar Hertzsprung* и *Henry Norris Russell*, независимо друг от друга нашли связь между абсолютными величинами и спектральными типами звезд. Диаграмма, связывающая эти две переменные, получила название диаграммы Герцшпрунга – Рассела (HR-диаграмма). Эта диаграмма играет очень важную роль при изучении звездной эволюции.

С точки зрения того факта, что звездные радиусы, светимости и поверхностная температура изменяются в широких пределах, можно было бы ожидать, что звезды на HR-диаграмме распределены равномерно. В действительности же обнаруживается, что большинство звезд располагаются вдоль диагональной кривой, называемой *главной последовательностью*. Солнце находится примерно в середине главной последовательности.

HR-диаграмма показывает также, что желтые и красные звезды (спектральные типы G – K – M) скапливаются в две отдельные группы: карликовых звезд на главной последовательности и гигантов.



В настоящее время принята система линий (полос) на HR-диаграмме, предложенная Морганом и его сотрудниками. Совокупности звезд, располагающиеся на диаграмме около каждой из нане-

сенных линий, относят к определенным классам светимости, обозначаемым римскими цифрами I – VII. Главной последовательности соответствует V класс светимости. Звезды, попавшие на линии II, III и IV, называются соответственно *гигантами яркими*, *гигантами слабыми* и *субгигантами*. Ранее эти три участка не отделяли друг от друга, и всю совокупность звезд, занимающих область этих участков, называли *ветвью гигантов*. Линия Ia соответствует *сверхгигантам ярким*, а линия Ib – *сверхгигантам слабым*. Ниже главной последовательности (линия VI) тянется последовательность *субкарликов*. Еще ниже расположены *белые карлики яркие* (VIIa) и *белые карлики слабые* (VIIb).

В качестве примера звезд, относящихся к различным классам светимости, можно привести следующие:

1. Одна из ярчайших звезд на небе, Арктур, относится к III-му классу и имеет радиус примерно в 30 раз больше, чем Солнце;
2. Звезда Бетельгейзе в Орионе является сверхгигантом с радиусом $\sim 400R_{\odot}$ и светимостью в 20000 раз большей, чем у Солнца;
3. Белые карлики наиболее многочисленны в пространстве, но слабы и их трудно обнаружить. Наиболее известным примером такой звезды является компаньон Сириуса – Сириус В.

5.4. Модели звездных атмосфер

Звездная атмосфера состоит из тех слоев звезды, в которых возникает попадающее к наблюдателю излучение. Поэтому, для того чтобы интерпретировать звездные спектры, необходимо уметь вычислять структуру атмосферы и выходящего из нее излучения.

В реальных звездах имеется много факторов, таких как вращение и магнитные поля, которые усложняют задачу вычисления структуры атмосферы. Классическая постановка задачи нахождения структуры атмосферы состоит в вычислении распределения давления и температуры с глубиной в статической ненамагниченной атмосфере. В этом случае модель атмосферы полностью определяется химическим составом, гравитационным ускорением g на поверхности звезды, потоком энергии из недр звезды или, что эквивалентно, эффективной температурой T_e .

Основные принципы, на которых основано вычисление моделей звездных атмосфер, те же, что и для внутренних частей звезды, и будут рассмотрены позже. Существенно то, что должны быть реше-

ны два дифференциальных уравнения: уравнение гидростатического равновесия, которое устанавливает распределение давления, и уравнение переноса энергии, которое имеет различную форму в зависимости от того, осуществляется ли перенос энергии излучением или конвекцией, и которое определяет распределение температур.

Значения различных физических величин в атмосфере задаются обычно как функции оптической глубины τ . Поэтому давление, температура, плотность, ионизация и числа занятости различных энергетических уровней могут быть получены как функции τ . Когда эти величины известны, интенсивность испускаемого атмосферой излучения может быть вычислена.

Преобразуем применительно к переносу излучения в атмосфере введенное нами ранее основное уравнение лучистого переноса

$$\frac{dI_v}{d\tau_v} = -I_v + S_v.$$

В этом случае, с достаточно хорошим приближением, свойства среды изменяются только в одном направлении, скажем вдоль оси z . Интенсивность будет тогда функцией только z и θ , где θ – угол между осью z и направлением распространения излучения.

В применении к атмосферам оптическую глубину τ обычно определяют в вертикальном направлении как

$$d\tau_v = -\alpha_v dz.$$

(Принято, что в атмосфере z растет вверх, а оптическая глубина внутрь). Вертикальный линейный элемент dz связан с элементом dr вдоль светового луча соотношением

$$dz = dr \cos \theta.$$

С этими обозначениями уравнение лучистого переноса принимает вид

$$\cos \theta \frac{dI_v(z, \theta)}{d\tau_v} = I_v - S_v.$$

Формальное выражение интенсивности излучения, выходящего из атмосферы, может быть получено интегрированием этого уравнения от $\tau_v = \infty$ (мы полагаем, что основание атмосферы находится на бесконечной оптической глубине) до $\tau_v = 0$ (оптическая глубина, соответствующая макушке атмосферы). Это дает

$$I_v(0, \theta) = \int_0^{\infty} S_v \exp(-\tau_v \sec \theta) \sec \theta d\tau_v.$$

Это выражение может быть использовано для интерпретации звездных спектров.

На практике для некоторой области значений параметров спектры вычисляются численно. Значения T_e , g и обилия элементов для различных звезд могут тогда быть найдены сравнением интенсивностей наблюдаемых линий и других спектральных характеристик с теоретическими спектрами.

5.5. Определение фундаментальных звездных параметров

Звездная спектроскопия представляет собой важный инструмент определения фундаментальных звездных параметров, в частности массы и радиуса звезды. Однако, спектральная информация нуждается в калибровке посредством прямых измерений этих величин.

Массы звезд могут быть определены непосредственно только в случае двойных звезд. Эти определения показали, что масса звезды главной последовательности тем больше, чем выше на последовательности она расположена. Т.о. получают эмпирическую зависимость «масса – светимость», которая может использоваться для оценки звездных масс на основе спектрального типа.

Для больших масс (свыше 3-х солнечных), светимость примерно пропорциональна кубу массы

$$L \sim M^3.$$

Для малых масс (меньших, чем половина солнечной массы)

$$L \sim M^{2.5}.$$

Эти соотношения являются очень приближенными. Согласно им, звезда с массой $10M_{\odot}$ в тысячу раз ярче Солнца.

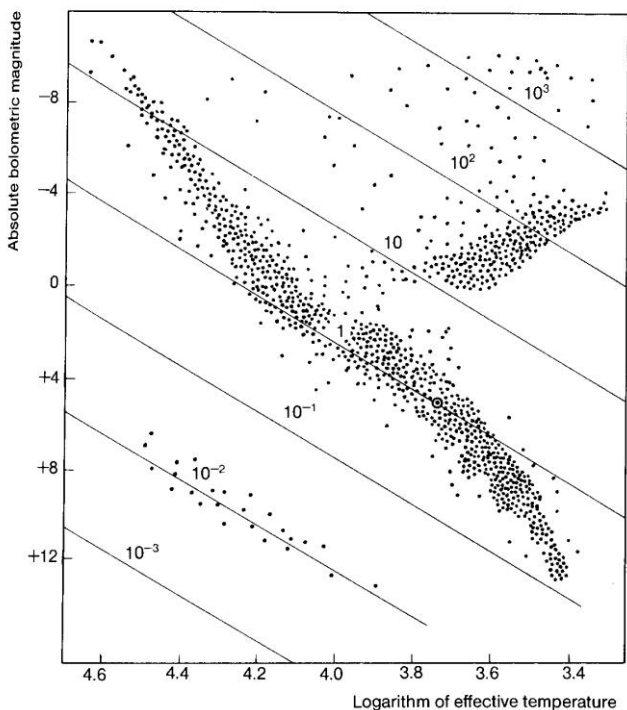
Самые малые из наблюдаемых звездных масс являются величинами $\sim 1/20M_{\odot}$ и соответствуют звездам в нижней правой части HR-диаграммы. Массы белых карликов меньше одной солнечной массы. Массы наиболее массивных звезд главной последовательности и сверхгигантов находятся между 10 и $50 M_{\odot}$.

Прямые интерферометрические измерения угловых звездных диаметров были сделаны только для нескольких дюжин звезд. Когда известны расстояния до звезд, эти измерения позволяют получить значение их радиуса. В затменных двойных звездах радиус также может быть непосредственно измерен. Всего вместе из прямых измерений известно около сотни звездных радиусов. В других случаях радиус должен оцениваться из светимости и эффективной темпера-

туры. При оценке звездных радиусов удобно использовать версию HR-диаграммы с $\lg T_e$ на горизонтальной и M_{bol} или $\lg \frac{L}{L_\odot}$ на вертикальной осях. Для фиксированных значений R , формула

$$M_{bol} - M_{bol,\odot} = -5 \lg \frac{R}{R_\odot} - 10 \lg \frac{T}{T_\odot},$$

выведенная нами ранее в разделе об излучении абсолютно черного тела, дает линейное соотношение между болометрической звездной величиной и $\lg T_e$. Поэтому линии постоянного радиуса на HR-диаграмме являются прямыми. Соответствующие различным значениям радиуса линии показаны на рисунке. Радиусы даны в единицах



солнечного радиуса. Указано положение Солнца на диаграмме. Самыми маленькими звездами являются белые карлики с радиусами

~ 1% солнечного радиуса, тогда как самые большие сверхгиганты имеют радиусы в несколько тысяч раз большие, чем у Солнца. В рисунке не включены компактные звезды (нейтронные и черные дыры) с типичными радиусами равными нескольким десяткам километров.

Как и звездные радиусы, плотность звезд тоже меняется в широких пределах. Плотность звезд-гигантов может быть не выше $10^{-4} \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$, тогда как плотность белых карликов около $10^9 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$.

Из HR-диаграммы можно непосредственно увидеть пределы изменения эффективных звездных температур (2000 – 40000К) и светимостей ($10^{-4} - 10^6 L_{\odot}$).

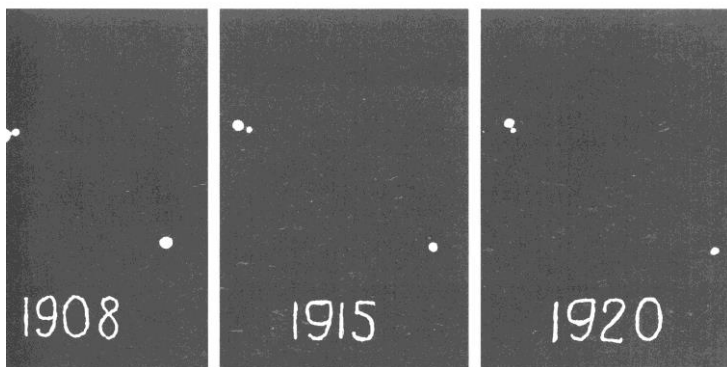
Вращение звезд проявляется как расширение спектральных линий. Один край звездного диска приближается к нам, другой удаляется. Тогда излучение от краев приобретает соответственно Доплеровское смещение. Наблюдаемая т.о. скорость вращения является только компонентой вдоль луча зрения. Истинная скорость находится делением на $\sin i$, где i – угол между лучом зрения и осью вращения звезды. Звезда, наблюдаемая со стороны направления полюса, вращения не обнаруживает. Предполагая оси вращения ориентированными случайным образом, можно статистически оценить распределение скоростей вращения. Наиболее горячие звезды вращаются быстрее, чем холодные. Скорость вращения экваториальной области варьируется от 200 – 250 км/сек для O и B звезд до примерно 2 км/сек для спектрального типа G. У звезд с оболочкой скорость вращения может достигать 500 км/сек.

Химический состав внешних слоев определяется из интенсивности спектральных линий. Около $\frac{3}{4}$ звездной массы составляет водород. Гелий занимает примерно $\frac{1}{4}$, а наличие остальных элементов незначительно. Присутствие тяжелых элементов в молодых звездах (около 2%) намного больше, чем в старых, где они составляют менее 0.02%.

6. ДВОЙНЫЕ ЗВЕЗДЫ И ЗВЕЗДНЫЕ МАССЫ

Очень часто две звезды могут выглядеть близкими друг к другу на небе, хотя в действительности они находятся на существенно разных расстояниях. Такие случайные пары называются *оптическими двойными звездами*. Однако многие тесные пары звезд реально находятся на одинаковом от нас расстоянии и образуют физическую систему, в которой две звезды обращаются относительно друг друга. Менее половины всех звезд являются одиночными, подобно Солнцу. Более 50% принадлежат к системам, содержащим два или более членов. В общем, кратные системы имеют иерархическую структуру: звезда и двойная звезда обращаются друг вокруг друга в тройной системе, две двойных обращаются друг вокруг друга в квадрупольной системе. Поэтому большинство кратных систем может быть описано как двойные с несколькими уровнями.

Двойные звезды классифицируются на основе метода их открытия. *Визуальные двойные* видны как две отдельные компоненты, т.е. разделение между звездами больше чем $\sim 0.''1$. Относительное положение компонентов изменяется со временем, т.к. они движутся по своим орбитам.



В *астрометрических двойных* звездах видна только одна компонента, но ее переменное собственное движение показывает, что должен присутствовать второй, невидимый компонент. *Спектроскопические двойные* звезды открываются на основе их спектров. В этом случае либо видны два набора спектральных линий, либо присутствует периодически меняющееся доплеровское смещение спектральных линий, указывая на наличие невидимого компаньона. Чет-

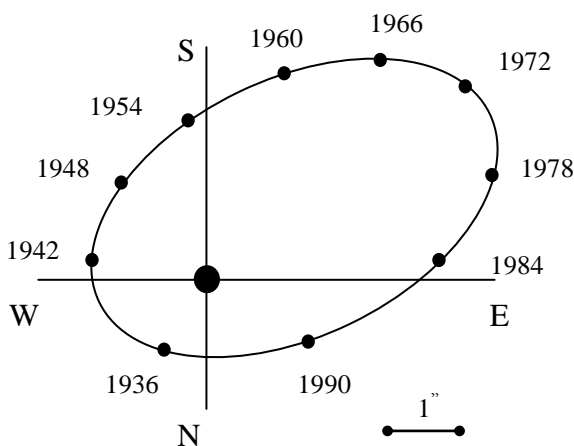
вертым классом двойных являются *фотометрические двойные* звезды или *затменные переменные*. В этих системах компоненты пары регулярно проходят друг перед другом, вызывая изменение полной видимой звездной величины.

Двойные звезды можно также классифицировать на основе их взаимного разделения. В отдаленных двойных разделение между компонентами десятки или сотни астрономических единиц, а их орбитальные периоды от десятков до тысяч лет. В тесных двойных разделение примерно от одной астрономической единицы до радиуса звезд. Орбитальный период меняется от нескольких часов до нескольких лет.

Звезды в двойной системе движутся по эллиптическим орбитам вокруг центра масс системы. Относительная орбита также является эллипсом, и поэтому наблюдения зачастую описываются, как если бы один компонент оставался неподвижным, а другой обращался вокруг него.

6.1. Визуальные двойные звезды

Рассмотрим визуальную двойную звезду, предполагая сначала, что более яркий первичный компонент неподвижен, а более слабый вторичный компонент обращается вокруг него. Угловое разделение

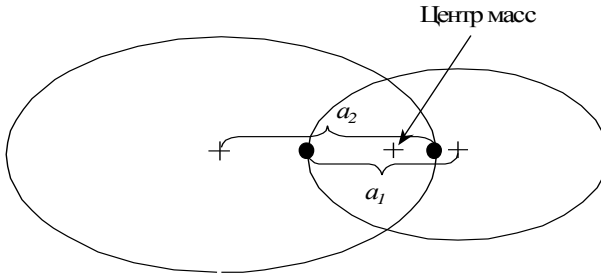


звезд и угловое направление на вторичный компонент могут непосредственно наблюдаться. Используя наблюдения, охватывающие много лет или десятилетий, можно определить относительную ор-

биту вторичного компонента. Первой орбитой двойной звезды, которая была определена в 1830 году, была орбита ξ UMa (ξ Ursae Majoris).

Наблюдения визуальных двойных звезд дают только проекцию орбитального эллипса на плоскость неба. Форма и ориентация истинной орбиты неизвестны. Однако они могут быть вычислены, если использовать тот факт, что первичный компонент должен быть расположен в фокальной точке относительной орбиты. Отклонение спроектированного положения первичного компаньона от фокуса спроектированной орбиты позволяет определить ориентацию истинной орбиты.

Абсолютный размер орбиты может быть определен только тогда, когда известно расстояние до двойной звезды. В этом случае при помощи третьего закона Кеплера можно вычислить полную массу системы. Индивидуальные массы компонент можно определить, наблюдая движение обоих компонент относительно центра масс.



Пусть большие полуоси орбитальных эллипсов первичного и вторичного компаньонов будут a_1 и a_2 . Тогда, согласно определению центра масс

$$\frac{a_1}{a_2} = \frac{m_2}{m_1},$$

где m_1 и m_2 - массы компонент.

Большая полуось относительной орбиты будет

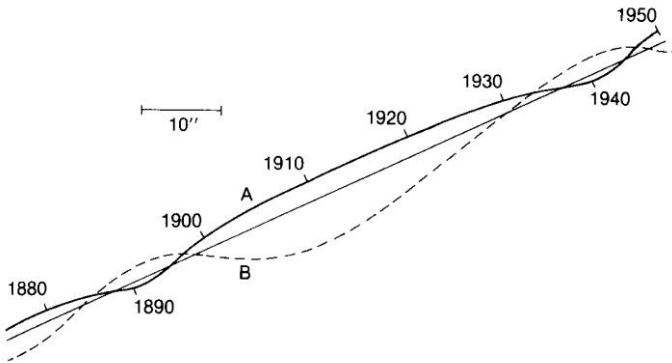
$$a = a_1 + a_2.$$

Например, массы компонент ξ UMa были найдены равными 1.3 и 1.0 солнечных масс.

6.2. Астрометрические двойные звезды

В астрометрических двойных может наблюдаться только более яркий компонент, обращающийся вокруг центра масс. Если оценена масса видимого компонента, например из светимости, то масса невидимого компонента также может быть оценена.

Первой астрометрической двойной звездой, у которой наблюдалось волнообразное собственное движение, был Сириус (1830-е годы). Из этого сделали вывод, что у него есть малый компаньон, который был визуально открыт несколько десятилетий спустя. Компаньон, Сириус В, оказался совершенно новым типом объектов – белым карликом.

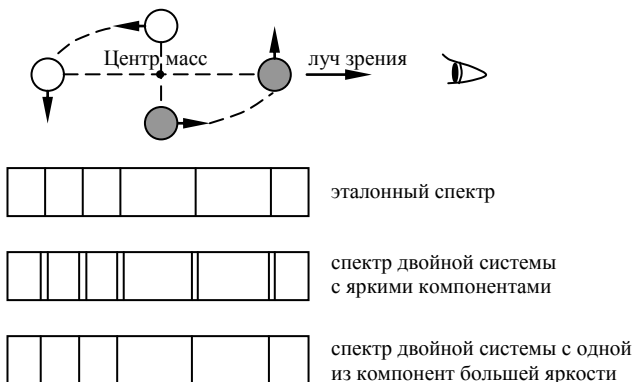


Собственное движение близких звезд полезно изучать в поисках планетных систем. В начале 1960-х Питер ван де Камп, измерив положение звезды Барнарда на тысячах фотопластинок, заявил, что у нее волнообразная траектория с амплитудой покачиваний около $0.02''$, а значит, вокруг нее обращается невидимый спутник. Правда, впоследствии этот результат не подтвердился. Первые надежно обнаруженные планеты были открыты радиоастрономами в 1991 г. в окрестности нейтронной звезды-радиопульсара PSR 1257+12 по периодическому доплеровскому смещению частоты его импульсов. Это система как минимум из трех планет с массами, порядка массы Земли. Присутствие планет рядом с нормальными звездами впервые было выявлено в 1995 г. методом оптической спектроскопии.

6.3. Спектроскопические двойные звезды

Спектрально-двойные звезды выглядят как одиночные даже при наблюдениях очень мощными телескопами, но их спектры обнаруживают регулярное изменение. Первая спектрально-двойная звезда была открыта в 1880-х, когда было обнаружено, что спектральные линии ζ Uma (Мицар) расщепляются на две через регулярные интервалы времени.

Доплеровское смещение спектральной линии прямо пропорционально радиальной скорости. Поэтому разделение спектральных линий наибольшее, когда один компонент приближается, а другой удаляется от наблюдателя. Период изменения спектра и есть орбитальный период звезд.



На этом рисунке показано раздвоение и смещение линий в спектрах спектрально-двойных звезд. Периодическое изменение скорости по лучу зрения приводит к периодическому изменению смещений соответствующих линий. Расщепление спектральных линий наблюдается в двойных системах, где оба компонента являются яркими звездами. Когда же один из компонентов слабее по сравнению с другим, то на спектрах будут видны линии только одной (более яркой) звезды. Их смещение также будет изменяться периодически. Во время затмения более яркой звезды второй компонентой можно увидеть линии менее яркой звезды. Проводя систематические наблюдения таких смещений, можно установить зависимость смещений от времени и вычислить основные характеристики: массы

компонент двойной системы, расстояние между ними, эксцентриситет и ориентацию орбиты.

К сожалению, нет общего способа определения пространственного положения орбиты. Наблюдаемая скорость v связана с истинной скоростью v_0 соотношением

$$v = v_0 \sin i, \quad (6.1)$$

где i – угол между лучом зрения и нормалью орбитальной плоскости.

Рассмотрим двойную звезду, в которой компоненты движутся по круговым орбитам вокруг центра масс. Пусть радиусы орбит равны соответственно a_1 и a_2 . Из определения центра масс $m_1 a_1 = m_2 a_2$, с учетом обозначения $a = a_1 + a_2$, найдем

$$a_1 = \frac{a m_2}{m_1 + m_2}. \quad (6.2)$$

Истинная орбитальная скорость будет равна

$$v_{0,1} = \frac{2\pi a_1}{P},$$

где P – орбитальный период. Наблюдаемая орбитальная скорость, согласно (6.1), будет тогда

$$v_1 = \frac{2\pi a_1 \sin i}{P}. \quad (6.3)$$

Подставляя сюда (6.2) находим

$$v_1 = \frac{2\pi a}{P} \frac{m_2 \sin i}{m_1 + m_2}.$$

Разрешая это равенство относительно a , и подставляя его в выражение для третьего закона Кеплера, находим так называемое уравнение для *функции масс*

$$f(m) \equiv \frac{m_2^3 \sin^3 i}{(m_1 + m_2)^2} = \frac{v_1^3 P}{2\pi G}, \quad (6.4)$$

где G – гравитационная постоянная.

Если один компонент в спектральной двойной звезде настолько слаб, что его спектральные линии не могут наблюдаться, то наблюдаемыми являются только P и v_1 . Тогда последнее уравнение позволяет определить значение функции масс $f(m)$. Ни массы каждой из компонент, ни полная масса не могут в этом случае быть определены.

Если наблюдаются спектральные линии обоих компонентов, v_2 также будет известной. Тогда, используя соотношение (6.3), имеем

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{a_1}{a_2},$$

а соотношение для центра масс дает

$$m_1 = \frac{m_2 v_2}{v_1}.$$

Когда это значение подставляется в (6.4), можно определить значение $m_2 \sin^3 i$ и, соответственно, $m_1 \sin^3 i$. Однако действительные массы не могут быть найдены без знания наклона i .

Размер орбиты двойной звезды (большая полуось a) определяется из (6.3) без учета множителя $\sin i$.

В общем, орбиты двойных звезд не являются круговыми и предыдущие выражения в приведенном виде не применимы. Для эксцентричной орбиты форма кривой изменения скорости все больше и больше уклоняется от простой синусоидальной кривой с ростом эксцентриситета. Из формы кривой изменения скорости могут быть определены и эксцентриситет и долгота периастра. Зная эти величины можно снова определить функцию масс или индивидуальные массы с точностью до множителя $\sin^3 i$.

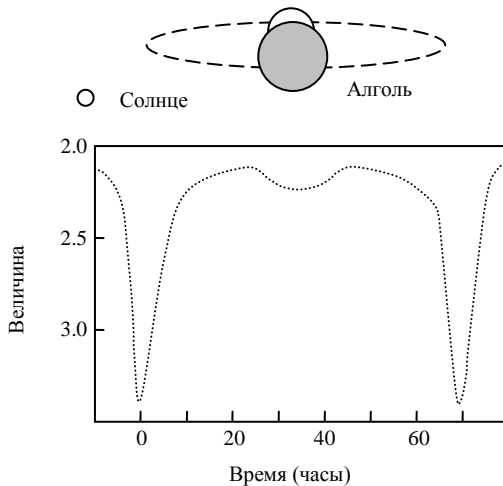
6.4. Фотометрические двойные звезды

В фотометрических двойных звездах периодические колебания полной яркости вызваны движением компонентов двойной системы. Как правило, фотометрические двойные звезды являются *затменными переменными*, в которых изменение яркости обусловлено прохождением компонентов друг перед другом. Класс фотометрических двойных звезд, в которых нет реальных затмений, относится к *эллипсоидальным переменным*. В этих системах, по крайней мере, один из компонентов искривлен в эллипсоидальную форму приливным притяжением другого. На различных участках орбиты проекция площади поверхности искаженного компонента меняется. Поверхностная температура также будет более низкой на краях приливных горбов. Вместе эти факторы вызывают небольшие изменения яркости.

Наклонение орбиты затменной двойной звезды должно быть очень близким к 90° . Этот угол может быть определен из так назы-

ваемой *кривой блеска*. Кривой блеска называется изменение звездной величины затменной переменной как функции времени. В соответствии с формой кривой блеска затменно-переменные звезды разбиты на три главных типа: типа Алголя, типа β Лиры и типа W Большой Медведицы.

Звезды типа Алголя. Затменные переменные типа Алголя названы так по первой открытой звезде этого типа – β Персея (Алголь). В течение большей части периода кривая блеска остается достаточно постоянной. Это соответствует фазам, в течение которых звезды видны раздельно друг от друга и полная звездная величина остается постоянной. На кривой блеска имеются два разных минимума, один

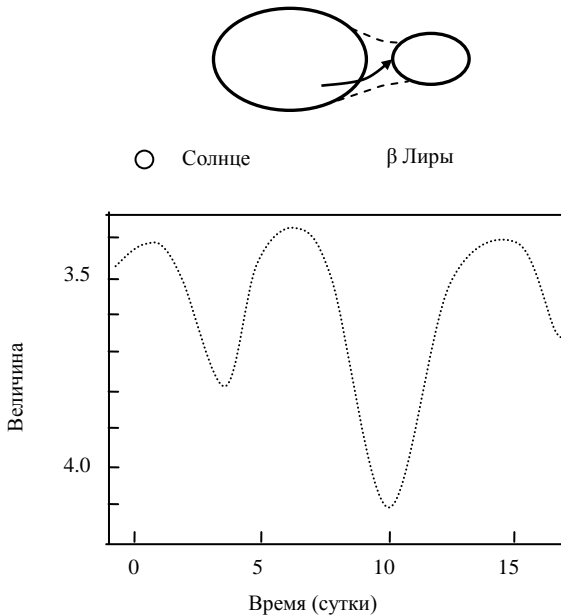


из которых первичный (главный) минимум обычно намного глубже, чем второй. Это обусловлено различием в яркости звезд. Когда более крупная звезда, которая обычно является холодным гигантом, закрывает меньший и более горячий компонент, на кривой блеска появляется глубокий минимум. Когда малая, яркая звезда, проходит по диску гиганта, полная звездная величина системы изменяется не сильно. Форма минимумов зависит от того, частные затмения или полные. При частном затмении кривая блеска гладкая, так как яркость изменяется плавно с изменением глубины затмения. При полном затмении имеется интервал, в течение которого один компонент

полностью невидим. Полная яркость остается тогда постоянной, а кривая блеска имеет плоскодонный минимум. Таким образом, форма минимума в переменных типа Алголя дает информацию о наклоне орбиты.

Продолжительность минимумов зависит от отношения звездных радиусов к размеру орбиты. Если звезда является также спектроскопической двойной, могут быть найдены истинные размеры орбиты. В этом случае массы и размеры орбиты, а также радиусы можно определить, не зная расстояние до системы.

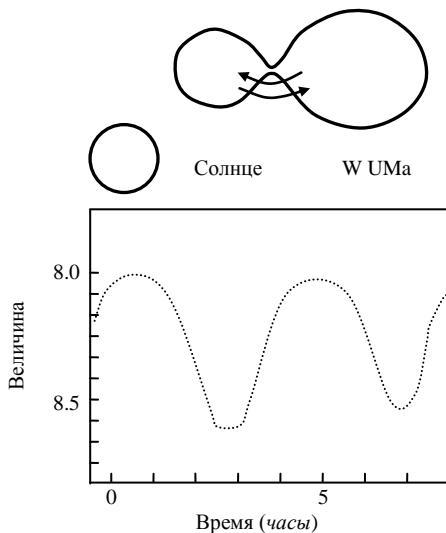
Звезды типа β Лиры. В двойных системах типа β Лиры полная звездная величина изменяется непрерывно. Звезды так близки друг к другу, что, по крайней мере, одна из них приобретает эллипсоидальную форму. Поэтому яркость изменяется также вне затмений.



Переменные типа β Лиры можно рассматривать как эллипсоидальные затменные переменные. В самой системе β Лиры одна звезда имеет переполненный предел Роша и устойчиво теряет массу на

свой компаньон. Перемещение массы вызывает дополнительные особенности в кривой блеска.

Звезды типа W Большой Медведицы (W UMa). В звездах типа W UMa минимумы кривой блеска почти идентичны, очень круглые и широкие. Это тесные двойные системы, в которых оба компонента переполняют их полости Роша, образуя так называемую *контактную двойную систему*.



Наблюдаемые кривые блеска фотометрических двойных звезд могут содержать много дополнительных особенностей, которые путают предыдущую классификацию.

- Форма звезды может искажаться приливной силой компаньона. Звезда может быть эллипсоидальной или заполнять свою полость Роша, принимая в последнем случае каплеподобную форму.
- Потемнение лимба звезды может быть значительным. Если излучение от краев звездного диска слабее, чем от центра, то это приведет к округлению кривой блеска.
- В удлинённых звездах имеется гравитационное потемнение: части более удаленные от центра холоднее и излучают меньше энергии.

- Имеется также явление отражения в звездах. Если звезды близки, они будут нагревать стороны, обращенные друг к другу. Нагретая часть поверхности будет тогда ярче.

- В системах с перетеканием массы вещество, падающее на один из компонентов, будет изменять его поверхностную температуру.

Все эти дополнительные эффекты приводят к затруднениям в интерпретации кривой блеска. Обычно вычисляют теоретическую модель и соответствующую кривую блеска, которую затем сравнивают с наблюдениями. Модель варьируется до тех пор, пока не получается удовлетворительная подгонка.

Весь рассмотренный нами материал касается свойств двойных систем в оптической области. Недавно было открыто множество двойных систем, которые сильно излучают на других длинах волн. Особенно интересны двойные пульсары, в которых изменение скорости может определяться из радионаблюдений. Много разных типов двойных было открыто также в рентгеновских лучах.

Только двойные звезды являются звездами с точно известными массами. Массы других звезд оцениваются по соотношению «масса-светимость», а это соотношение калибруется при помощи наблюдений двойных звезд.

Примеры

1. Масса двойной звезды.

Расстояние до двойной звезды 10пс, наибольшее угловое разделение компонентов 7", наименьшее 1". Орбитальный период – 100 лет. Определить массу двойной звезды в предположении, что плоскость ее орбиты нормальна к лучу зрения.

Из заданных углового разделения и расстояния большая полуось находится следующей

$$a = 4'' \times 10\text{пс} = 40a.e.$$

Согласно третьему закону Кеплера

$$m_1 + m_2 = \frac{a^3}{P^2} = \frac{40^3}{100^2} M_{\odot} = 6.4M_{\odot}.$$

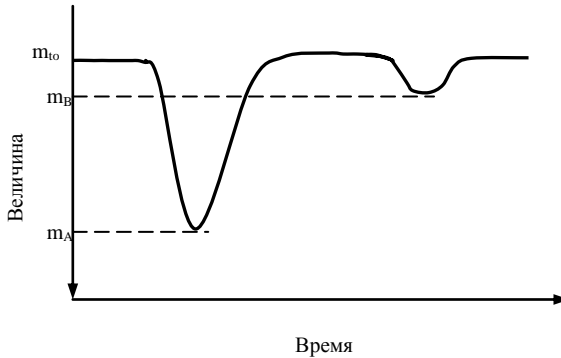
Пусть большая полуось одной компоненты будет $a_1 = 3''$, а другой $a_2 = 1''$. Теперь массы компонентов могут быть определены раздельно

$$m_1 a_1 = m_2 a_2 \Rightarrow m_1 = \frac{a_2}{a_1} m_2 = \frac{m_2}{3},$$

$$m_1 + m_2 = 6.4 \Rightarrow m_1 = 1.6; \quad m_2 = 4.8.$$

2. Кривая блеска двойной звезды.

Предположим, что луч зрения лежит в орбитальной плоскости двойной звезды типа Алголя, у которой обе компоненты имеют одинаковый радиус. Кривая блеска будет такой, как показано на рисунке. Главный минимум получается, когда затмевается более



яркая компонента. Вычислить глубину минимумов в звездных величинах.

Если эффективные температуры звезд есть T_A и T_B , а их радиус есть R , их светимости задаются соотношениями

$$L_A = 4\pi R^2 \sigma T_A^4,$$

$$L_B = 4\pi R^2 \sigma T_B^4.$$

Плоская часть кривой соответствует полной светимости

$$L_{tot} = L_A + L_B.$$

Светимости можно выразить через абсолютные болометрические величины при помощи соотношения

$$M_A - M_{tot} = -2.5 \lg \frac{L_A}{L_{tot}}.$$

Так как модули расстояния компонентов одинаковы, видимая болометрическая величина в главном минимуме будет

$$\begin{aligned}
 m_A - m_{tot} &= M_A - M_{tot} = -2.51g \frac{L_A}{L_{tot}} = +2.51g \frac{L_{tot}}{L_A} \\
 &= 2.51g \frac{4\pi R^2 \sigma T_A^4 + 4\pi R^2 \sigma T_B^4}{4\pi R^2 \sigma T_A^4} = 2.51g \left[1 + \left(\frac{T_B}{T_A} \right)^4 \right].
 \end{aligned}$$

Аналогично, глубина вторичного минимума будет

$$m_B - m_{tot} = 2.51g \left[1 + \left(\frac{T_A}{T_B} \right)^4 \right].$$

Пусть эффективные температуры компонентов двойной звезды будут

$$T_A = 5000K, \quad T_B = 12000K.$$

Глубина первичного минимума будет тогда

$$m_A - m_{tot} = 2.51g \left[1 + \left(\frac{12000}{5000} \right)^4 \right] \approx 3^m.8.$$

Глубина вторичного минимума будет

$$m_B - m_{tot} = 2.51g \left[1 + \left(\frac{5000}{12000} \right)^4 \right] \approx 0^m.03.$$

7. ВНУТРЕННЕЕ СТРОЕНИЕ ЗВЕЗД

7.1. Условия равновесия внутри звезды

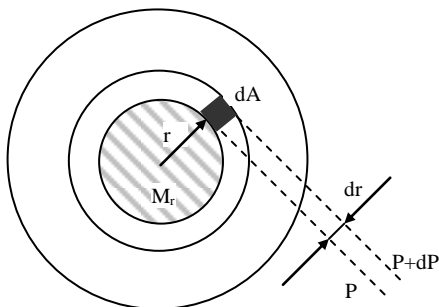
Математически условия внутреннего равновесия звезды могут быть выражены четырьмя дифференциальными уравнениями, описывающими распределение масс, давление газа, производство энергии и ее перенос в звезде. Выведем эти уравнения.

Гидростатическое равновесие. Сила гравитации тянет звездное вещество к центру звезды. Этому сопротивляется сила давления, обусловленная тепловым движением молекул газа. Первое дифференциальное уравнение выводится из условия, что эти силы должны уравновешиваться.

Рассмотрим цилиндрический элемент объема на расстоянии r от центра звезды. Его объем равен $dV = dA \cdot dr$, где dA – площадь его основания, а dr – высота. Масса этого элемента будет

$$dm = \rho dA dr,$$

где $\rho(r)$ есть плотность газа на расстоянии r от центра звезды.



Если масса внутри сферы радиуса r равна M_r , то гравитационная сила, действующая на элемент объема, будет

$$dF_g = -\frac{GM_r dm}{r^2} = -\frac{GM_r \rho}{r^2} dA dr,$$

где G – гравитационная постоянная. Знак « \leftarrow » в этом выражении означает, что сила направлена к центру звезды. Если давление, оказываемое на нижнюю поверхность элемента объема, есть P , а на его верхнюю поверхность $P+dP$, то результирующая сила давления, действующая на элемент, будет

$$dF_p = PdA - (P + dP)dA = -dPdA .$$

Так как давление уменьшается по направлению к поверхности звезды, dP будет отрицательным, а сила dF_p – положительной. Условие равновесия означает, что сумма сил, действующих на элемент объема, должна быть равна нулю, т.е.

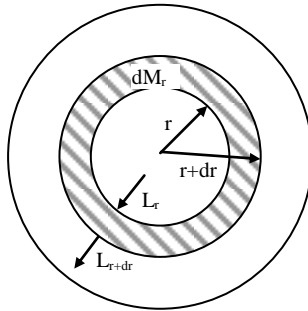
$$dF_g + dF_p = -\frac{GM_r \rho}{r^2} dAdr - dPdA = 0$$

или

$$\boxed{\frac{dP}{dr} = -\frac{GM_r \rho}{r^2}} .$$

Это соотношение называется *уравнением гидростатического равновесия*.

Распределение масс. Второе уравнение дает массу, содержащуюся внутри объема данного радиуса. Рассмотрим сферическую оболочку толщины dr на расстоянии r от центра звезды.



Ее масса будет

$$dM_r = 4\pi r^2 \rho dr ,$$

что дает *уравнение непрерывности массы*

$$\boxed{\frac{dM_r}{dr} = 4\pi r^2 \rho} .$$

Производство энергии. Третье условие равновесия выражает сохранение энергии, состоящее в требовании, что любая производимая в звезде энергия должна быть перенесена к поверхности, и излучиться прочь. Рассмотрим снова сферическую оболочку толщины dr и массы dM_r , с радиусом r . Пусть L_r – поток энергии, т.е. количество энергии, проходящей через поверхность сферы радиуса r за

единицу времени. Если ε есть коэффициент производства энергии, т.е. количество энергии, освобождаемое в звезде единицей массы за единицу времени, то

$$dL_r = L_{r+dr} - L_r = \varepsilon dM_r = 4\pi r^2 \rho \varepsilon dr .$$

Поэтому *уравнение сохранения энергии* будет иметь вид

$$\frac{dL_r}{dr} = 4\pi r^2 \rho \varepsilon .$$

Скорость, с которой вырабатывается энергия, зависит от расстояния до центра звезды. Существенная часть излучаемой звездой энергии производится в горячем и плотном ядре. Во внешних слоях звезды вырабатывается пренебрежимо малое количество энергии, а поток энергии L_r является почти постоянным.

Градиент температуры. Четвертое уравнение равновесия дает температуру как функцию радиуса или температурный градиент $\frac{dT}{dr}$. Вид этого уравнения зависит от того, как осуществляется перенос энергии: *теплопроводностью, конвекцией* или *лучистым переносом*.

Внутри нормальных звезд теплопроводность очень незначительна, так как несущие энергию электроны могут пробегать только короткое расстояние без столкновения с другими частицами. Теплопроводность становится важной только в компактных звездах (белых карликах и нейтронных звездах), где свободный путь электронов становится очень большим. В нормальных звездах кондуктивным переносом энергии (теплопереносом) можно пренебречь.

При лучистом переносе энергии фотоны, испускаемые более горячими частями звезды, поглощаются более холодными областями, которые они нагревают. Говорят, что звезда находится в лучистом равновесии, когда энергия, освобождающаяся во внутренних частях звезды, переносится наружу всецело при помощи излучения.

Исходя из уравнения лучистого переноса, можно найти, что лучистый температурный градиент связан с потоком энергии L_r соотношением

$$\frac{dT}{dr} = \left(-\frac{3}{4ac} \right) \left(\frac{\kappa \rho}{T^3} \right) \left(\frac{L_r}{4\pi r^2} \right), \quad (7.1)$$

где a есть радиационная постоянная, c – скорость света, ρ – плотность, κ – коэффициент поглощения, рассчитанный на единицу

массы. Его значение зависит от температуры, плотности и химического состава звезды.

Здесь L_r есть поток излучения, проходящий внутри звезды через сферу радиуса r . Поэтому поток, проходящий через единицу поверхности этой сферы, будет равен

$$\frac{L_r}{4\pi r^2}.$$

Производная $\frac{dT}{dr}$ отрицательна, так как температура растет по направлению к центру звезды. Очевидно, что если энергия переносится радиацией, должен быть температурный градиент. В противном случае поле излучения будет одинаковым во всех направлениях, а результирующий поток энергии – нулевым.

Если лучистый перенос энергии неэффективен, абсолютное значение лучистого температурного градиента становится очень большим. В этом случае газ приходит в движение, перенося энергию наружу более эффективно, чем излучение. В этом конвективном движении горячий газ поднимается выше в более холодные слои, где теряет энергию и опускается снова. Подъемы и опускания элементов объема газа также перемешивают звездное вещество, и состав конвективных частей звезды становится однородным.

Выражение для конвективного температурного градиента будет

$$\frac{dT}{dr} = \left(1 - \frac{1}{\gamma}\right) \frac{T}{P} \frac{dP}{dr}, \quad (7.2)$$

где P – давление газа, а *адиабатическая экспонента* $\gamma = c_p/c_v$ есть отношение удельных теплоемкостей при постоянном давлении и объеме соответственно. Уравнение (7.2) называется *адиабатическим температурным градиентом*. Говорят, что движущиеся газовые массы подчиняются адиабатическому уравнению состояния

$$T \propto P^{\frac{1}{\gamma}}.$$

Уравнение (7.2) следует из 1-го начала термодинамики, которое есть не что иное, как применение к тепловым процессам закона сохранения и превращения энергии. Адиабатическим процессом называется процесс, происходящий без теплового обмена с внешней средой. Для системы, находящейся в состоянии равновесия при отсутствии поля внешних сил, первое начало имеет вид

$$\Delta Q = \Delta U + \Delta A.$$

Это означает, что количество тепла ΔQ , сообщенное системе, идет на увеличение внутренней энергии системы ΔU и на совершение

системой внешней работы ΔA . Для адиабатического процесса 1-е начало термодинамики приводит к уравнению Пуассона

$$pV^\gamma = \text{const},$$

где $\gamma = \frac{c_p}{c_v}$ есть отношение теплоемкости при постоянном давлении к

теплоемкости при постоянном объеме. Теплоемкостью данного тела называется количество теплоты, необходимое для нагрева данного тела на 1°C . Количество теплоты, необходимое для нагрева 1 г данного вещества на 1°C , называется удельной теплоемкостью данного вещества.

Отношение удельных теплоемкостей γ зависит от степени ионизации газа и может быть вычислено, если его температура, плотность и состав известны.

Конвективное движение устанавливается, когда лучистый температурный градиент становится больше по абсолютной величине, чем адиабатический градиент, т.е. либо лучистый градиент становится крутой, либо конвективный градиент становится мелкий. Из (7.1) видно, что крутой лучистый градиент ожидается, если плотность потока энергии, или удельный коэффициент поглощения становятся большими. Конвективный градиент может стать малым, если адиабатическая экспонента приближается к единице.

На практике при вычислении внутреннего строения звезды используют либо выражение (7.1), либо выражение (7.2), в зависимости от того, какое уравнение дает менее крутой температурный градиент. В самых верхних слоях звезды уравнение (7.2) больше не дает хорошее приближение. Конвективный температурный градиент вычисляется тогда с использованием методики «смешивание – длина» (mixing – length theory). Теория конвекции является трудной и все еще до конца не понятой проблемой.

Граничные условия. Для того чтобы получить хорошо поставленную задачу, необходимо дополнить предыдущие дифференциальные уравнения четырьмя граничными условиями. Первое – не имеется источников энергии или массы в центре; поэтому $M = L = 0$, когда $r = 0$. Далее – полная масса внутри радиуса R звезды фиксирована, $M_R = M$, что определяет значение радиуса для данной массы. Наконец, температура и давление на звездной поверхности имеют некоторые определенные значения, T_R и P_R . Они будут очень малы

в сравнении с таковыми во внутренних областях звезды, и поэтому можно положить $T_R = P_R = 0$.

В дополнение к этим граничным условиям необходимо иметь выражение для давления, которое задается уравнением состояния, также как и выражения для удельного коэффициента поглощения и скорости выработки энергии, которые будут рассмотрены позже. Решение основных дифференциальных уравнений дает массу, температуру, плотность и поток энергии как функции радиуса. Звездный радиус и светимость могут тогда быть вычислены и сравнены с наблюдениями.

Свойства находящейся в равновесии звездной модели существенно определяются заданной массой и химическим составом. Этот результат известен как теорема Рессела – Фогта: *«У звезд одинакового химического состава масса однозначно определяет светимость и радиус»*.

7.2. Физическое состояние газа

Вследствие высокой температуры газ в звездах почти полностью ионизован. Взаимодействия между отдельными частицами малы, так что с хорошим приближением газ подчиняется уравнению состояния идеального газа

$$P = \frac{k}{\mu m_H} \rho T ,$$

где k – постоянная Больцмана, μ – средний молекулярный вес в единицах m_H , m_H – масса атома водорода.

Средний молекулярный вес может быть приближенно вычислен в предположении полной ионизации. Атом с ядерным зарядом z производит тогда $z+1$ свободных частиц (ядро и z электронов). Водород дает две частицы на единицу атомной массы; гелий – 3 частицы на 4 единицы атомной массы. Для всех элементов, более тяжелых, чем водород и гелий, обычно достаточно взять $z+1$ равное половине атомного веса. (Точные значения могут легко быть вычислены, но количество тяжелых элементов так мало, что в этом обычно нет необходимости). В астрофизике относительная доля массы водорода условно обозначается через X , гелия – через Y , а всех более тяжелых элементов – через Z (не путать с ядерным зарядом, обозначаемым такой же буквой), так что

$$X + Y + Z = 1 .$$

Таким образом, средний молекулярный вес будет

$$\mu = \frac{1}{2X + \frac{3}{4}Y + \frac{1}{2}Z}. \quad (7.3)$$

При высоких температурах к давлению газа, описываемому уравнением состояния идеального газа, необходимо добавить давление излучения. Давление, оказываемое излучением, есть

$$P_{rad} = \frac{1}{3} aT^4,$$

где a есть радиационная постоянная. Поэтому полное давление будет

$$P = \frac{k}{\mu m_H} \rho T + \frac{1}{3} aT^4.$$

При очень высоких плотностях закон идеального газа не применим. Когда плотность внутри звезды превышает 10^7 кг/м^3 , электроны вырождаются, а их давление есть тогда давление вырожденного газа. В нормальных звездах газ обычно не вырожден, но в белых карликах и в нейтронных звездах вырожденность занимает центральное место. Давление вырожденного электронного газа есть

$$P \approx (h^2 / m_e)(N/V)^{5/3},$$

где m_e – масса электрона, N/V – число электронов на единицу объема.

Это уравнение может быть выражено через плотность, которая дается соотношением

$$\rho = N \mu_e m_H / V,$$

где μ_e – средний молекулярный вес на свободный электрон. Выражение для μ_e может быть выведено по аналогии с (7.3)

$$\mu_e = \frac{1}{X + \frac{2}{4}Y + \frac{1}{2}Z} = \frac{2}{X+1}.$$

Для Солнца это дает

$$\mu_e = \frac{2}{0.71+1} = 1.17.$$

Окончательно выражение для давления вырожденного газа будет иметь вид

$$P \approx (h^2 / m_e)(\mu_e m_H)^{-5/3} \rho^{5/3}.$$

Это соотношение называется *уравнением состояния вырожденного электронного газа*. В отличие от идеального газа давление в нем больше не зависит от температуры, а зависит только от плотности и от масс частиц.

В нормальных звездах давление вырожденного газа незначительно, но в центральных областях звезд-гигантов и в белых карликах, где плотность $\sim 10^8 \text{ кг/м}^3$, давление вырожденного газа становится доминирующим, несмотря на высокую температуру.

При еще более высоких плотностях моменты количества движения электронов становятся настолько большими, что их скорости приближаются к скорости света. В этом случае необходимо использовать формулы специальной теории относительности. Давление релятивистского вырожденного газа будет описываться соотношением

$$P \approx hc(N/V)^{4/3} = hc(\mu_e m_H)^{-4/3} \rho^{4/3}.$$

В релятивистском случае давление пропорционально скорее плотности в степени $4/3$, чем $5/3$, как для нерелятивистского случая. Переход к релятивистской ситуации имеет место примерно при плотности 10^9 кг/м^3 .

В общем, давление внутри звезды зависит от температуры (за исключением полностью вырожденного газа), плотности и химического состава. В реальных звездах газ никогда не будет полностью ионизован или полностью вырожден. Давление будет тогда даваться более сложными выражениями. Однако, оно может быть вычислено для каждого конкретного случая. Тогда можно записать выражение

$$P = P(T, \rho, X, Y, Z),$$

дающее давление, как известную функцию температуры, плотности и химического состава.

Непрозрачность газа описывает насколько трудно излучению проходить через него. Непрозрачность зависит от температуры, плотности и химического состава газа. Она обычно записывается как

$$\alpha = \kappa \rho,$$

где ρ – плотность газа, а κ – удельный коэффициент поглощения.

Величина, обратная непрозрачности, представляет собой средний свободный путь излучения в среде, т.е. расстояние, которое оно может проходить без рассеивания или поглощения. Непрозрачность звездного вещества может быть вычислена в зависимости от температуры и плотности.

7.3. Давление газа и давление излучения

Рассмотрим невзаимодействующие частицы в прямоугольной коробке. Частицы могут быть также фотонами. Пусть стороны коробки будут Δx , Δy и Δz , а число частиц – N . Давление возникает вследствие столкновений частиц со сторонами коробки. Когда частица ударяет в стенку, перпендикулярную к x -оси, ее момент в x -направлении, p_x , изменяется на величину $\Delta p = 2p_x$. Частица вернется к той же стенке через время $\Delta t = 2\Delta x/v_x$. Поэтому давление, оказываемое частицами на стенку (площадь поверхности $A = \Delta y\Delta z$) будет

$$P = \frac{F}{A} = \frac{\sum \Delta p / \Delta t}{A} = \frac{\sum p_x v_x}{\Delta x \Delta y \Delta z} = \frac{N \langle p_x v_x \rangle}{V},$$

где $V = \Delta x \Delta y \Delta z$ есть объем коробки, а угловые скобки означают усредненное значение. Момент есть $p_x = mv_x$ (где $m = hv/c^2$ для фотонов) и, следовательно

$$P = \frac{Nm \langle v_x^2 \rangle}{V}.$$

Полагая скорости частиц изотропно распределенными, имеем

$$\langle v_x^2 \rangle = \langle v_y^2 \rangle = \langle v_z^2 \rangle,$$

т.е. $\langle v^2 \rangle = \langle v_x^2 \rangle + \langle v_y^2 \rangle + \langle v_z^2 \rangle = 3 \langle v_x^2 \rangle$ и

$$P = \frac{Nm \langle v^2 \rangle}{3V}.$$

Если частицы являются газовыми молекулами, энергия одной молекулы будет $\varepsilon = mv^2/2$. Полная энергия газа будет тогда равна $E = N \langle \varepsilon \rangle = \frac{1}{2} Nm \langle v^2 \rangle$, а давление может быть записано в виде

$$P = \frac{2}{3} \frac{E}{V} \quad (\text{давление газа}).$$

Если частицы являются фотонами, они движутся со скоростью света, а их энергия есть $\varepsilon = mc^2$. Полная энергия фотонного газа будет поэтому $E = N \langle \varepsilon \rangle = Nmc^2$, а давление

$$P = \frac{1}{3} \frac{E}{V} \quad (\text{давление излучения}).$$

Плотность энергии излучения абсолютно черного тела есть

$$\frac{E}{V} = \frac{4}{c} \sigma T^4 \equiv aT^4,$$

где a – радиационная постоянная. Поэтому давление излучения можно описать формулой

$$P_{rad} = aT^4/3.$$

7.4. Давление вырожденного газа

Газ, в котором все энергетические уровни вплоть до предельного момента p_0 (известного как порог Ферми) заполнены, называется вырожденным. Определим давление полностью вырожденного электронного газа.

Пусть объем газа будет V . Рассмотрим электроны с моментами в интервале $(p, p+dp)$. Занимаемый ими объем в фазовом пространстве будет $4\pi p^2 dp V$. Согласно соотношению неопределенности Гейзенберга, элементарный объем в фазовом пространстве есть h^3 и, согласно принципу исключения Паули, этот объем может содержать только два электрона с противоположными спинами. Поэтому число электронов в интервале моментов $(p, p+dp)$ будет

$$dN = 2 \frac{4\pi p^2 dp V}{h^3}.$$

Следовательно, порог Ферми (момент p_0) будет

$$p_0 = \left(\frac{3}{\pi}\right)^{1/3} \frac{h}{2} \left(\frac{N}{V}\right)^{1/3}.$$

Нерелятивистский газ. Кинетическая энергия электрона есть $\varepsilon = p^2/2m_e$. Полная энергия газа будет

$$E = \int \varepsilon dN = \frac{4\pi V}{m_e h^3} \int_0^{p_0} p^4 dp = \frac{4\pi V}{5m_e h^3} p_0^5.$$

Используя выражение для порога Ферми p_0 , получим

$$E = \frac{\pi}{40} \left(\frac{3}{\pi}\right)^{5/3} \frac{h^2}{m_e} V \left(\frac{N}{V}\right)^{5/3}.$$

Тогда давление газа будет

$$P = \frac{2}{3} \frac{E}{V} = \frac{1}{20} \left(\frac{3}{\pi}\right)^{2/3} \frac{h^2}{m_e} \left(\frac{N}{V}\right)^{5/3}.$$

Здесь $\frac{N}{V}$ есть число, характеризующее плотность электронов в объеме V .

Релятивистский газ. Если плотность становится настолько большой, что кинетическая энергия электрона, соответствующая порогу Ферми, превышает энергию покоя $\varepsilon = m_e c^2$, для энергии электрона необходимо использовать релятивистское выражение. В предельном релятивистском случае $\varepsilon = cp$, а общая энергия будет

$$E = \int \varepsilon dN = \frac{8\pi cV}{h^3} \int_0^{p_0} p^3 dp = \frac{2\pi cV}{h^3} p_0^4.$$

Учитывая выражение для момента Ферми, имеем

$$E = \frac{\pi}{8} \left(\frac{3}{\pi} \right)^{4/3} hcV \left(\frac{N}{V} \right)^{4/3}.$$

Давление релятивистского электронного газа находится из формулы, выведенной для фотонного газа

$$P = \frac{1}{3} \frac{E}{V} = \frac{1}{8} \left(\frac{3}{\pi} \right)^{1/3} hc \left(\frac{N}{V} \right)^{4/3}.$$

Мы получили нерелятивистское и предельное релятивистское приближения к давлению вырожденного электронного газа. В промежуточных случаях необходимо использовать точное выражение для энергии электрона

$$\varepsilon = (m_e^2 c^4 + p^2 c^2)^{1/2}.$$

Выведенные соотношения строго справедливы только при нулевой температуре. Однако, плотности в компактных звездах так высоки, что влияние ненулевой температуры становится пренебрежимо малым, и газ может рассматриваться как полностью вырожденный.

7.5. Источники звездной энергии

Зная типичную звездную светимость можно рассчитать, как долго должны работать различные источники энергии. Например, нормальное химическое горение могло бы производить энергию только несколько тысяч лет. Энергия, освобождаемая сжатием звезды, продолжалась бы слегка дольше, но после нескольких миллионов лет этот источник энергии также закончился бы.

Биологическое и геологическое состояние Земли показывает, что солнечная светимость остается почти постоянной, по крайней мере, несколько миллиардов лет. Так как возраст Земли оценивается примерно в 5 миллиардов лет, Солнце предположительно существует, по крайней мере, такое же время. Так как солнечная светимость равна 4×10^{26} вт, оно должно было излучить за это время 6×10^{43} Дж.

Масса Солнца равна $2 \times 10^{30} \text{ кг}$. Поэтому, оно должно быть способно производить, по крайней мере, $3 \times 10^{13} \text{ Дж/кг}$.

Общие условия во внутренних частях звезд известны. Оценивается, что температура в центре должна быть около 10 миллионов кельвинов. Этого достаточно для того, чтобы имели место *термоядерные реакции синтеза*.

В термоядерных реакциях синтеза легкие элементы превращаются в тяжелые. Окончательные продукты реакции имеют меньшую общую массу, чем исходные ядра. Эта разность масс освобождается как энергия согласно соотношению Эйнштейна $E = mc^2$. Термоядерные реакции относятся, в общем, к реакциям горения, хотя они не имеют связи с химическим горением обычного топлива.

Атомные ядра состоят из протонов и нейтронов, частиц, имеющих общее название нуклоны. Определим

m_p – масса протона,

m_n – масса нейтрона,

Z – ядерный заряд (число протонов),

N – нейтронное число,

$A = Z + N$ – атомный вес,

$m(Z, N)$ – масса ядра.

Масса ядра меньше суммы масс всех его нуклонов. Разность дает так называемую *энергию связи*. Энергия связи на нуклон равна

$$Q = \frac{1}{A} [Zm_p + Nm_n - m(Z, N)]c^2.$$

Оказывается, что Q возрастает по направлению к более тяжелым элементам – до железа ($Z=26$). За железом энергия связи снова начинает уменьшаться.

Известно, что звезды состоят главным образом из водорода. Рассмотрим, сколько энергии освободилось бы при синтезе четырех ядер водорода в ядро гелия. Масса протона $1.6725 \times 10^{-27} \text{ кг}$, а масса ядра гелия $6.644 \times 10^{-27} \text{ кг}$. Разность этих масс $4.6 \times 10^{-29} \text{ кг}$, что соответствует разности энергии $E = 4.1 \times 10^{-12} \text{ Дж}$. Таким образом, 0.7% массы превращается в энергию, соответствуя освобождению энергии $6 \times 10^{14} \text{ Дж/кг}$. Это сравнимо с предыдущей оценкой $3 \times 10^{13} \text{ Дж/кг}$ для Солнца.

Уже в 1930-х годах стало ясно, что звездная энергия производится ядерным синтезом. В 1938 г. Ганс Бете и независимо от него Карл Фридрих фон Вейцзеккер разработали первый детальный механизм для производства энергии в звездах – *углеродно-азотно-*

кислородный цикл (CNO). Другие важные процессы генерации энергии (*протон-протонная цепочка* и *тройная α -реакция*) были предложены лишь в 1950-х годах.

Протон-протонная цепочка (Рис. 1).

В звездах с массами порядка солнечной или меньше, энергия производится при помощи протон-протонной (*pp*) цепочки. Она состоит из следующих реакций

ppI:

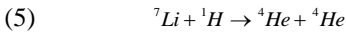
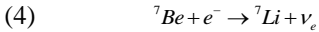
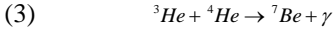
- | | | | |
|-----|---|--------------|----------------------------|
| (1) | ${}^1\text{H} + {}^1\text{H} \rightarrow {}^2\text{H} + e^+ + \nu_e$ | (+1.44 МэВ) | $8 \cdot 10^9 \text{ лет}$ |
| (2) | ${}^2\text{H} + {}^1\text{H} \rightarrow {}^3\text{He} + \gamma$ | (+5.49 МэВ) | 4 сек |
| (3) | ${}^3\text{He} + {}^3\text{He} \rightarrow {}^4\text{He} + 2{}^1\text{H}$ | (+12.85 МэВ) | $4 \cdot 10^5 \text{ лет}$ |

Для каждой реакции (3), реакции (1) и (2) должны иметь место дважды. Первый шаг реакции имеет очень малую вероятность, которая не может быть измерена в лаборатории. Для плотности и температуры в центральных областях Солнца, ожидаемое время столкновения одного протона с другим и образование дейтерия $\sim 10^{10} \text{ лет}$ в среднем. Думается, что только медленность этой реакции есть причина того, что Солнце все еще светит. Если бы она была быстрее, Солнце давно бы сгорело. Нейтрино, производимое в реакции (1), может свободно покинуть звезду и уносит с собой некоторое количество (0.26 МэВ) освобожденной энергии, 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. Позитрон e^+ немедленно находит себе электрон e^- , что приводит к их аннигиляции (исчезновению) и выделению энергии (1.02 МэВ) в виде двух гамма квантов.

Вторая реакция, в которой дейтерий и протон объединяются, образуя изотоп гелия ${}^3\text{He}$, очень быстрая по сравнению с предыдущей. Поэтому обилие дейтерия внутри звезд очень мало.

Последний шаг в pp-цепочке может протекать по-разному. Показанная выше ppI-цепочка является наиболее вероятной. В Солнце 91% энергии производится при помощи ppI-цепочки. Возможны также две дополнительные ветви объединения ядер ${}^3\text{He}$ с ядрами ${}^4\text{He}$ в pp-цепочке.

ppII:



ppIII:

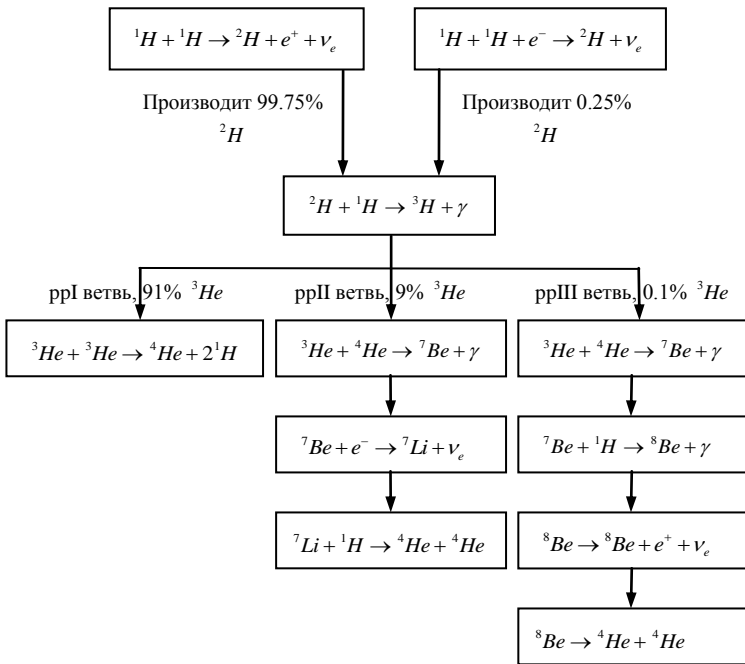
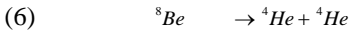
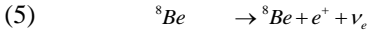
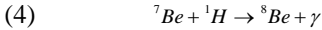
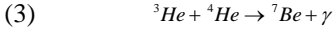


Рис.1. Протон-протонная цепочка. На ветке ppI 4 протона преобразовываются в 1 ядро гелия, 2 позитрона, 2 нейтрино и излучение. Ветвь ppIII очень чувствительна к температуре. Относительные веса реакций даны для условий в Солнце. Водородный цикл является наиболее важным источником энергии в звездах с массой $< 1.5M_{\odot}$.

Углеродный цикл (Рис.2). При температурах ниже 20 миллионов градусов рр-цепочка является основным механизмом производства энергии. При больших температурах, соответствующим звездам с массами выше $1.5M_{\odot}$, углеродный (CNO) цикл становится доминирующим, т.к. скорость его реакций очень быстро растет с ростом температуры. В CNO-цикле углерод, кислород и азот действуют как катализаторы. Цикл реакций следующий

- (1) $^{12}\text{C} + ^1\text{H} \rightarrow ^{13}\text{N} + \gamma$
- (2) $^{13}\text{N} \rightarrow ^{13}\text{C} + e^+ + \nu_e$
- (3) $^{13}\text{C} + ^1\text{H} \rightarrow ^{14}\text{N} + \gamma$
- (4) $^{14}\text{N} + ^1\text{H} \rightarrow ^{15}\text{O} + \gamma$
- (5) $^{15}\text{O} \rightarrow ^{15}\text{N} + e^+ + \nu_e$
- (6) $^{15}\text{N} + ^1\text{H} \rightarrow ^{12}\text{C} + ^4\text{He}$

Реакция (4) самая медленная, и т.о. определяет скорость CNO-цикла. При температуре 20 млн градусов для реакции (4) необходимо время в миллион лет. Доля энергии, освобождаемой как излучение в CNO-цикле слегка меньше, чем в рр-цепочке, потому что больше энергии уносится нейтрино.

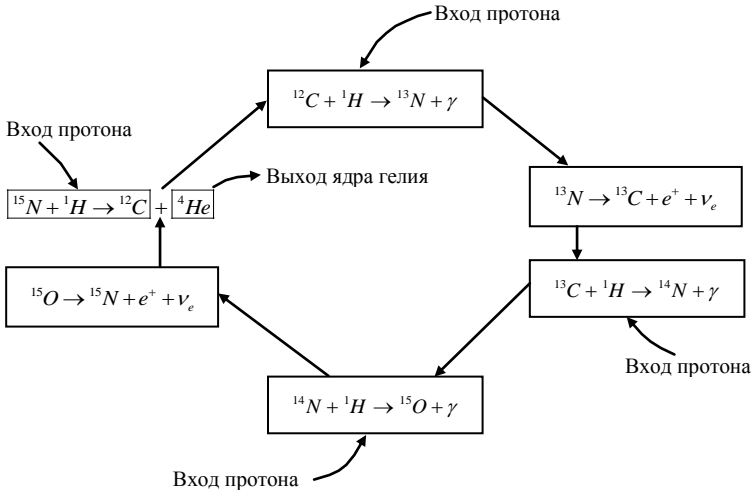
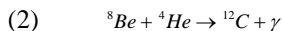
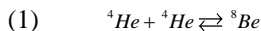
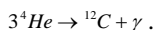


Рис.2. В CNO-цикле является ^{12}C . В нем 4 протона преобразовываются в ядро гелия, 2 позитрона, 2 нейтрино и излучение. Этот цикл является доминирующим источником энергии для звезд более массивных, чем $1.5M_{\odot}$.

Тройная α -реакция. Как результат предыдущих реакций, избыток гелия в звездных недрах возрастает. При температуре свыше 10^8K гелий может превращаться в углерод в результате тройной α -реакции

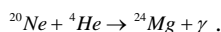
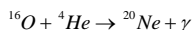
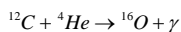


Здесь ${}^8\text{Be}$ неустойчив и распадается на два ядра гелия (или α -частицы) за $2.6 \times 10^{-16}\text{сек}$. Образование углерода требует таким образом почти одновременного столкновения трех α частиц. Эта реакция часто записывается как

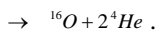
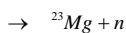
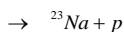
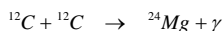


Когда «горение» гелия заканчивается, при более высоких температурах становятся возможными другие реакции, в которых синтезируются более тяжелые элементы, вплоть до железа и никеля. Примерами таких реакций являются различные α реакции, а также кислородное, углеродное и кремниевое «горение».

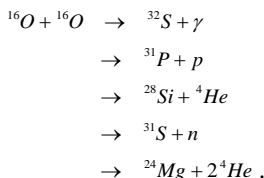
Альфа реакции. В процессе гелиевого горения, некоторые из ядер углерода вступают в реакцию с ядрами гелия, образуя кислород, который в свою очередь вступает в реакцию с ядрами гелия, образуя неон и т.д. Эти реакции достаточно редки и поэтому не играют большой роли как источники звездной энергии. Примерами являются реакции



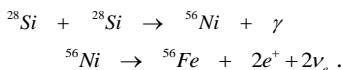
Углеродное горение. После того, как исчерпывается гелий, при температуре $(5 \div 8) \times 10^8\text{K}$ устанавливается углеродное горение



Кислородное горение. Кислород расходуется при слегка более высоких температурах в реакциях



Кремниевое горение. После нескольких промежуточных шагов, горение кремния производит никель и железо. Полный процесс может быть выражен как



Когда температура становится больше чем 10^9 K , энергия фотонов становится достаточно большой, чтобы разрушить некоторые ядра. Такие реакции называются ядерным фотоэффектом или фоторасщеплением.

Производство элементов более тяжелых, чем железо, требует ввода энергии, и поэтому такие элементы не могут производиться термоядерными реакциями. Элементы более тяжелые, чем железо почти исключительно производятся *нейтронным захватом* во время финальной стадии звездной эволюции.

Скорости описанных выше реакций могут быть определены лабораторными экспериментами или теоретическими вычислениями. Зная их, можно вычислить скорость, с которой энергия, как функция плотности, температуры и химического состава $\varepsilon = \varepsilon(T, \rho, X, Y, Z)$, освобождается с единицы массы за единицу времени. Необходимо также знать относительное обилие каждого из более тяжелых ядер, а не их полное обилие Z .

7.6. Звездные модели

Теоретическая модель звезды находится решением дифференциальных уравнений звездного строения. Как уже отмечалось, модель однозначно определяется, если известны химический состав и масса звезды.

Звезды, рожденные межзвездной средой, химически однородны. Если звездные модели для однородных звезд нанести на HR-диаграмму, они расположатся вдоль нижней кромки главной последовательности. Теоретическая последовательность, полученная таким образом, называется *главной последовательностью нулевого возраста* (Zero Age Main Sequence, ZAMS). Точное положение ZAMS зависит от начального химического состава. Для звезд с начальной долей тяжелых элементов как у Солнца, вычисленная ZAMS находится в хорошем согласии с наблюдениями. Если начальное значение Z меньше, теоретическая ZAMS ляжет ниже главной последовательности в области субкарликов на HR-диаграмме. Это связано с делением звезд на население I и население II, что будет обсуждаться позже.

Теоретические модели дают также объяснение соотношению «масса-светимость». Вычисленные свойства звезд главной последовательности нулевого возраста с различными массами даны в ниже следующей таблице

M/M_{\odot}	L/L_{\odot}	$T_c[10^3 \text{ K}]$	R/R_{\odot}	$T_c[10^6 \text{ K}]$	$\rho_c(\text{г/см}^3)$	M_{cv}/M	M_{ce}/M
30	140000	44	6.6	36	3.0	0.60	0
15	21000	32	4.7	34	6.2	0.39	0
9	4500	26	3.5	31	7.9	0.26	0
5	630	20	2.2	27	26	0.22	0
3	93	14	1.7	24	42	0.18	0
1.5	5.4	8.1	1.2	19	95	0.06	0
1.0	0.74	5.8	0.87	14	89	0	0.01
0.5	0.038	3.9	0.44	9.1	78	0	0.41

Здесь T_c – температура в центре; ρ_c – плотность в центре; M_{cv}/M – относительная масса конвективной внутренней части; M_{ce}/M – относительная масса конвективной оболочки. Химический состав принимался $X = 0.71$ (доля массы водорода), $Y = 0.27$ (доля массы гелия) и $Z = 0.02$ (более тяжелые элементы), за исключением звезд с массой $30M_{\odot}$, для которых бралось $X = 0.70$ и $Y = 0.28$.

Светимость звезды с массой, равной одной солнечной массе, равна $0.74L_{\odot}$, а радиус – $0.87R_{\odot}$. Поэтому Солнце стало ярче и до некоторой степени расширилось в процессе своей эволюции. Однако эти изменения малы и не конфликтуют с очевидным постоян-

ством выхода солнечной энергии. К тому же, биологические данные известны только на 3 млрд лет назад.

Модельные вычисления показывают, что температура в центральных областях самых малых звезд ($M = 0.08M_{\odot}$) около $4 \times 10^6 K$, которая является минимальной температурой, необходимой для возникновения термоядерных реакций. В наиболее крупных звездах ($M = 50M_{\odot}$), температура в центре достигает $4 \times 10^7 K$.

Изменения в химическом составе, вызываемые ядерными реакциями, могут быть вычислены, так как скорость различных реакций на разных глубинах звезды известна. Например, изменение ΔX доли водорода за временной интервал Δt пропорционально скорости производства энергии ϵ и интервалу Δt

$$\Delta X \propto -\epsilon \Delta t. \quad (7.4)$$

Константа пропорциональности является, очевидно, количеством водорода, расходуемом на единицу энергии [кг/дж]. Значение этой константы различно для pp-цепочки и CNO-цикла. Поэтому вклад от каждой из этих реакций должен вычисляться отдельно. Для элементов, которые производятся ядерными реакциями, вклад правой части выражения (7.4) положителен. Если звезда конвективна, изменение в составе находится усреднением выражения (7.4) по конвективной зоне.

Примеры

1. Гравитационное ускорение на поверхности Солнца.

Выражение для гравитационного ускорения будет

$$g = \frac{GM_{\odot}}{R^2}.$$

Используя солнечную массу $M_{\odot} = 1.989 \times 10^{30} \text{ кг}$ и радиус $R = 6.96 \times 10^8 \text{ м}$, получим

$$g = 274 \frac{M}{\text{сек}^2} = 28g_0,$$

где $g_0 = 9.81 \frac{M}{\text{сек}^2}$ – гравитационное ускорение на поверхности Земли.

2. Средняя плотность Солнца.

Объем сферы радиуса R есть

$$V = \frac{4}{3}\pi R^3.$$

Поэтому средняя плотность Солнца будет

$$\bar{\rho} = \frac{M}{V} = \frac{3M}{4\pi R^3} \approx 1410 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}.$$

3. Оценка давления на половине солнечного радиуса.

Давление можно оценить при помощи условия гидростатического равновесия. Полагаем плотность постоянной и равной средней плотности $\bar{\rho}$. Тогда масса внутри сферы радиуса r будет

$$M_r = \frac{4}{3}\pi\bar{\rho}r^3,$$

а гидростатическое уравнение может быть записано в виде

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{GM_r\rho}{r^2} = -\frac{4\pi G\bar{\rho}^2 r}{3}.$$

Это уравнение необходимо проинтегрировать от половины солнечного радиуса, $r = R_\odot/2$, до поверхности, где давление исчезает

$$\int_P^0 dP = -\frac{4}{3}\pi G\bar{\rho}^2 \int_{R_\odot/2}^{R_\odot} r dr \Rightarrow$$

$$P = \frac{1}{2}\pi G\bar{\rho}^2 R_\odot^2 \approx \frac{1}{2}\pi \cdot 6.67 \times 10^{-11} \cdot 1410^2 \cdot (6.96 \times 10^8) \frac{H}{\text{м}^2} \approx 10^{14} \text{ Паскаль}.$$

Эта оценка чрезвычайно груба, так как плотность сильно растет вглубь.

4. Средний молекулярный вес Солнца.

Во внешних слоях Солнца начальный химический состав не изменяется при ядерных реакциях. В этом случае можно использовать значения $X = 0.71$, $Y = 0.27$ и $Z = 0.02$. Средний молекулярный вес тогда будет

$$\mu = 1/(2X + \frac{3}{4}Y + \frac{1}{2}Z) = 1/(2 \times 0.71 + 0.75 \times 0.27 + 0.5 \times 0.02) \approx 0.61.$$

Когда водород полностью выгорает, $X = 0$, а $Y = 0.98$, и поэтому

$$\mu = 1/(0.75 \times 0.98 + 0.5 \times 0.02) \approx 1.34.$$

5. *Температура Солнца на глубине $r = R_{\odot} / 2$.*

Используя плотность из примера 2 и давление из примера 3, можно оценить температуру при помощи закона идеального газа. Принимая для среднего молекулярного веса поверхностное значение (пример 4), получим температуру

$$T = \frac{\mu m_H P}{k \rho} = \frac{0.61 \times 1.67 \times 10^{-27} \times 1.0 \times 10^{14}}{1.38 \times 10^{-23} \times 1410} \approx 5 \times 10^6 \text{ K}.$$

6. *Радиационное давление в Солнце на глубине $r = R_{\odot} / 2$.*

Радиационное давление при температуре, оцененной в предыдущем примере, будет

$$P_{rad} = \frac{1}{3} a T^4 = \frac{1}{3} \times 7.564 \times 10^{-16} \times (5 \times 10^6)^4 \approx 2 \times 10^{11} \text{ Па}.$$

Оно примерно в тысячу раз меньше, чем давление газа, оцененное в примере 3. Это подтверждает, что использование закона идеального газа в примере 5 корректно.

7. *Путь фотона из центра звезды к ее поверхности.*

Перенос лучистой энергии может быть описан как случайное блуждание, когда фотон повторно поглощается и переизлучается в случайных направлениях. Пусть длина шага блуждания (средний свободный путь) будет d . Рассмотрим, для простоты, случайное блуждание в плоскости. После одного шага фотон поглощается в точке

$$x_1 = d \cos \theta_1, \quad y_1 = d \sin \theta_1,$$

где θ_1 – угол, дающий направление шага. Через N шагов координаты будут

$$x = \sum_1^N d \cos \theta_i, \quad y = \sum_1^N d \sin \theta_i,$$

а расстояние от стартовой точки

$$r^2 = x^2 + y^2 = d^2 \left[\left(\sum_1^N \cos \theta_i \right)^2 + \left(\sum_1^N \sin \theta_i \right)^2 \right].$$

Первый член в квадратных скобках можно записать

$$\left(\sum_1^N \cos \theta_i \right)^2 = (\cos \theta_1 + \cos \theta_2 + \dots + \cos \theta_N)^2 = \sum_1^N \cos^2 \theta_i + \sum_{i \neq j} \cos \theta_i \cos \theta_j.$$

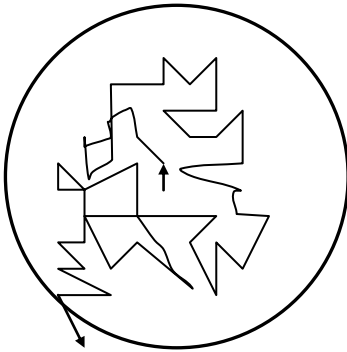
Так как направления θ_i случайно распределены и независимы, то

$$\sum_{i \neq j} \cos \theta_i \cos \theta_j = 0 .$$

Такой же результат можно получить и для второго члена в квадратных скобках. Поэтому

$$r^2 = d^2 \sum_1^N (\cos^2 \theta_i + \sin^2 \theta_i) = Nd^2 .$$

Через N шагов фотон будет находиться на расстоянии $r = dN^{1/2}$ от стартовой точки. (Аналогично этому, пьяница, делая сотню случайных одно-метровых шагов, будет находиться в десяти метрах от своей стартовой точки). Такой же результат будет и в трехмерном пространстве.



Время, необходимое фотону, чтобы достичь поверхности, начиная путь из центра, зависит от среднего свободного пути $d = 1/\alpha = 1/k\rho$. Значение k на половине солнечного радиуса может быть оценено из значений плотности и температуры, полученных в примерах 2 и 5. Удельный коэффициент поглощения в этих условиях найден равным $k = 10 \frac{M^2}{\kappa^2}$.

(Мы не будем показывать, как он вычисляется). Средний свободный путь фотона будет тогда $d = 1/k\rho = 10^{-4} \text{ м}$. Это должна быть приемлемая оценка для большей части солнечных недр. Так как солнечный радиус $r = 10^9 \text{ м}$, число шагов, необходимое, чтобы достичь поверхности, будет

$$N = \left(\frac{r}{d} \right)^2 = 10^{26} .$$

Полный путь, пройденный фотоном, есть $s = Nd = 10^{22} \text{ м}$, а затраченное время $t = s/c = 10^6 \text{ лет}$; более тщательные вычисления дают $t = 10^7 \text{ лет}$. Таким образом, произведенной в центре энергии необходимо 10 млн лет, чтобы излучиться в космическое пространство. Конечно, излучение, которое покидает поверхность, не состоит из тех же γ -квантов, которые родились около центра. Процессы рассеивания, эмиссии и поглощения преобразовывают излучение в видимый свет.

8. ЭВОЛЮЦИЯ ЗВЕЗД

Эволюцией звезд называется изменение физических характеристик, внутреннего строения и химического состава звезд со временем. «Рождение» звезды – это образование гидростатически равновесного объекта, излучение которого поддерживается за счет собственных источников энергии. «Смерть» звезды – необратимое нарушение равновесия, ведущее к разрушению звезды или к ее катастрофическому сжатию. Для понимания эволюции звезд принципиальное значение имеет вопрос об источниках их энергии. Потери энергии на излучение с поверхности могут восполняться за счет охлаждения недр, выделения гравитационной потенциальной энергии при сжатии и ядерных реакций. Выделение гравитационной энергии может играть определяющую роль лишь тогда, когда температура недр звезды недостаточна для того, чтобы ядерное энерговыделение могло компенсировать потери энергии, и звезда в целом или ее часть должна сжиматься для поддержания равновесия. Высвечивание тепловой энергии становится определяющим лишь после исчерпания запасов ядерной энергии. Таким образом, эволюцию звезд можно представить как последовательную смену источников энергии звезд.

В предыдущем разделе мы увидели, как можно вычислить эволюцию звезды исходя из однородной модели, представляющей вновь сформированную систему. В процессе изменения химического состава каждый раз вычисляется новая модель. В этом разделе мы будем рассматривать теоретические эволюционные пути систем с различными массами и увидим, как вычисленная эволюция объясняет наблюдательные данные.

8.1. Эволюционные временные шкалы

Итак, в процессе эволюции звезда проходит через три основных отрезка своей жизни (основные временные шкалы): ядерный отрезок жизни (*ядерная временная шкала*) t_n , тепловой отрезок жизни (*тепловая временная шкала*) t_t и динамический отрезок жизни (*временная шкала свободного падения*) t_d .

Ядерная временная шкала. Время, за которое звезда излучает всю энергию, производимую ядерными реакциями, называется ядерной временной шкалой. Можно получить оценку этого времени,

вычислив время, за которое весь имеющийся в наличии водород превращается в гелий. Из теоретических рассуждений и эволюционных вычислений известно, что в звезде расходуется всего лишь около 10% полной массы водорода, прежде чем установятся другие, более быстрые эволюционные механизмы. Так как при горении водорода в энергию превращается 0.7% массы покоя, ядерная временная шкала будет

$$t_n \approx \frac{0.007 \times 0.1 M c^2}{L}.$$

Для Солнца ядерная временная шкала найдена равной 10^{10} лет, поэтому

$$t_n \approx \frac{M / M_{\odot}}{L / L_{\odot}} \times 10^{10} \text{ лет}.$$

Это соотношение дает ядерную временную шкалу как функцию массы M и светимости L данной звезды. Например, если масса есть $30M_{\odot}$, t_n будет около 2 млн. лет. Причина более короткой временной шкалы в том, что светимость звезды сильно возрастает с ростом ее массы.

Тепловая временная шкала. Время, за которое звезда излучила бы всю свою тепловую энергию, если бы производство ядерной энергии вдруг прекратилось, называется тепловой временной шкалой. Это именно то время, которое необходимо излучению, чтобы добраться от центра до поверхности. Тепловую временную шкалу можно оценить следующим образом

$$t_t \approx \frac{0.5GM^2/R}{L} \approx \frac{(M/M_{\odot})^2}{(R/R_{\odot})(L/L_{\odot})} \times 2 \times 10^7 \text{ лет},$$

где G – постоянная тяготения, а R – радиус звезды. Для Солнца тепловая временная шкала составляет около 20 млн. лет или 1/500 ядерной временной шкалы.

Динамическая временная шкала. Третьей и наиболее короткой временной шкалой является время, за которое звезда сколлапсирует, если давление, уравновешивающее гравитацию, вдруг исчезнет. Его можно оценить из времени, которое нужно для свободного падения частицы от звездной поверхности к центру. Это есть половина периода, даваемого третьим законом Кеплера, где большая полуось орбиты соответствует половине радиуса звезды R

$$t_d = \frac{2\pi}{2} \sqrt{\frac{(R/2)^3}{GM}} \approx \sqrt{\frac{R^3}{GM}}.$$

Динамическая временная шкала Солнца где-то около половины часа. Соотношение порядков временных шкал обычно подобно солнечному, т.е.

$$t_d \ll t_t \ll t_n.$$

8.2. Сжатие звезд на пути к главной последовательности

Образование и последующее гравитационное сжатие сгустков в межзвездной среде будет рассмотрено позже. Здесь мы исследуем поведение такой *протозвезды*, когда она уже находится в процессе сжатия.

Когда облако сжимается, его гравитационная потенциальная энергия освобождается и преобразовывается в тепловую энергию газа и в излучение. Вначале излучение может проходить свободно сквозь вещество, так как плотность низка и непрозрачность мала. Поэтому почти вся освободившаяся энергия излучается, и температура не возрастает. Сжатие происходит на динамической временной шкале – газ свободно падает внутрь.

Плотность и давление наиболее быстро возрастают вблизи центра облака. С ростом плотности растет непрозрачность. Большая часть освобожденной энергии превращается тогда в тепло, и температура начинает расти. Это приводит к дальнейшему росту давления, которое препятствует свободному падению. Сжатие центральной части облака замедляется. Внешние части, однако, все еще падают свободно.

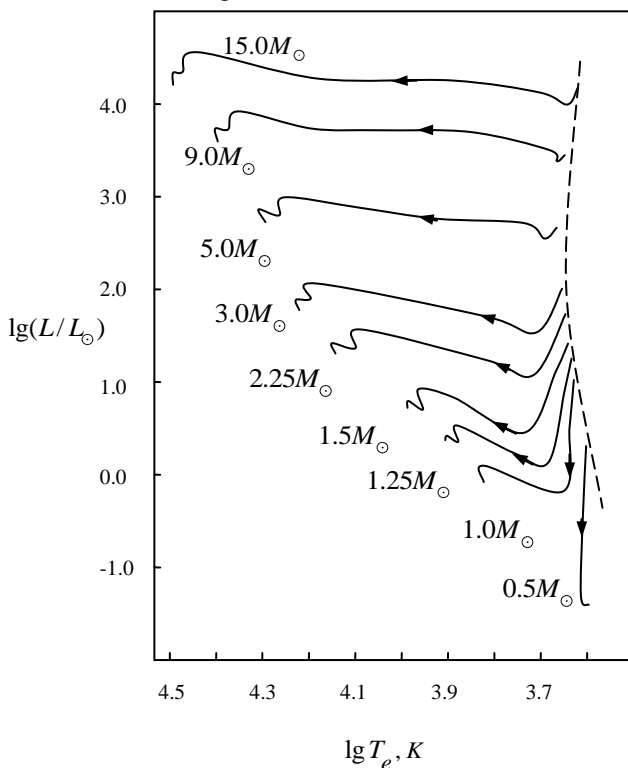
На этой стадии облако уже может рассматриваться как протозвезда. Оно состоит в основном из водорода в молекулярной форме. Когда температура достигает 1800 K , водородные молекулы распадаются на атомы. Диссоциация расходует энергию, и повышение температуры замедляется. Давление тогда также растет более медленно, а это приводит к тому, что скорость сжатия возрастает. Эта же последовательность событий повторяется, сначала, когда при 10^4 K ионизируется водород, а затем, когда ионизируется гелий. Когда температура достигает $\sim 10^5\text{ K}$, газ ионизируется полностью.

Сжатие протозвезды останавливается тогда, когда большая доля газа ионизируется. Звезда садится в гидростатическое равновесие. Ее дальнейшая эволюция будет проходить в тепловой временной шка-

ле, т.е. намного медленнее. Радиус протозвезды сократится от его первоначального значения $\sim 100a.e.$ до $\sim 1/4a.e.$ Она будет обычно располагаться внутри большого газового облака с аккрецией на нее вещества от его внешних областей. Поэтому масса звезды будет расти, а температура и плотность в центре возрастать.

Температура только что достигшей равновесия звезды все еще низка, а ее непрозрачность соответственно большая. Поэтому в ее центре будет конвекция. Конвективный перенос энергии вполне эффективен и поверхность протозвезды будет поэтому относительно яркой.

В 1961 году японский астрофизик Ч. Хаяши доказал, что на стадии медленного сжатия у конвективных протозвезд температура поверхности слабо зависит от массы и почти не зависит от радиуса, а светимость убывает с уменьшением радиуса. Это приводит к характерному перемещению протозвезд на HR-диаграмме почти вертикально вниз по направлению к главной последовательности. Эти



пути на HR-диаграмме называют *треками* или *траекториями Хаяши*, а соответствующую эволюционную стадию протозвезды *стадией Хаяши*.

Маломассивные протозвезды, двигаясь по треку Хаяши, достигают главной последовательности. Звезды с массой более $0.5M_{\odot}$ на некотором этапе сжатия меняют направление движения. Рост температуры приводит к увеличению прозрачности вещества, прежде всего в центральной области звезды. Поэтому конвективный перенос энергии в центре сменяется лучистым переносом. Постепенно лучистое ядро охватывает все большую часть звезды, а область конвективного переноса вытесняется к поверхности. При переходе от конвективного переноса к лучистому светимость возрастает, и вертикальный трек протозвезды на HR-диаграмме переходит в наклонную линию. Поверхностная температура звезды также увеличивается, и звезда будет двигаться слегка вверх и влево по HR-диаграмме. В массивных звездах этот поворот влево случается намного раньше, так как у них температура в центре выше и ядерные реакции начинаются раньше.

Для звезд с массой порядка солнечной, быстрое сжатие протозвездного облака длится только несколько сотен лет. Финальная стадия конденсации намного медленнее, и продолжается несколько миллионов лет. Длина этого промежутка времени сильно зависит от звездной массы. Звезда с массой $15M_{\odot}$ продвигается к главной последовательности за 60000 лет, тогда как звезда с массой $0.1M_{\odot}$ за сотни миллионов лет.

Некоторые реакции водородного горения начинаются уже при нескольких миллионах градусов. Так, например, литий, бериллий и бор сгорают в гелий на ветвях ppII и ppIII водородного цикла (pp-цепочка) задолго до того, как установится полная цепь. Так как звезда в течение ранних стадий жизни конвективна, а потому хорошо перемешивается, даже вещество ее поверхности будет оказываться в центре. Поэтому, хотя обилие таких элементов, как литий, бериллий и бор мало, они дают важную информацию о температуре в центре звезды.

Начало фазы главной последовательности знаменуется началом водородного горения в pp-цикле при температуре около 4 млн. градусов. Новая форма производства энергии начинает полностью доминировать над энергией, освобождаемой вследствие сжатия. Когда сжатие останавливается, звезда делает несколько колебаний на HR-

диаграмме, но вскоре садится в равновесие и начинается долгая и спокойная жизнь в фазе главной последовательности.

Наблюдать звезды на этапе сжатия трудно, потому что новорожденные звезды обычно скрыты среди плотных облаков пыли и газа. Однако в межзвездных облаках были открыты некоторые уплотнения, а около них очень молодые звезды. Одним из примеров являются звезды типа Т Tauri (Т Тельца). Их насыщенность литием относительно высока, что указывает на то, что они являются недавно возникшими звездами, у которых температура в центральных областях еще не настолько высока, чтобы разрушить литий. Вблизи звезд типа Т Tauri были открыты маленькие, яркие звездоподобные туманности – объекты Хербига – Аро. Предполагают, что они возникают при взаимодействии между звездным ветром и окружающей межзвездной средой.

8.3. Фаза главной последовательности

Фаза главной последовательности является той эволюционной стадией, в течение которой энергия, освобождаемая вследствие «горения» водорода в ядре, есть единственный источник звездной энергии. В течение этой стадии звезда находится в устойчивом равновесии, и ее структура изменяется только потому, что ее химический состав постепенно видоизменяется из-за ядерных реакций. Такая эволюция происходит на ядерной временной шкале, и значит, фаза главной последовательности является наиболее длительной частью жизни звезды. Например, для звезды солнечной массы фаза главной последовательности длится около 10 млрд. лет. Более массивные звезды эволюционируют быстрее, потому что излучают намного больше энергии. Так, фаза главной последовательности звезды в $15M_{\odot}$ только около 10 млн. лет. С другой стороны, менее массивные звезды имеют более длительное время жизни в фазе главной последовательности: звезда в $0.25M_{\odot}$ проводит около 70 млрд. лет на главной последовательности.

Так как звезды вероятнее всего обнаруживаются в стадии устойчивого водородного горения, главная последовательность на HR-диаграмме богата населена, особенно на конце малых масс. Верхняя часть главной последовательности, образованная более массивными звездами, менее насыщена вследствие более короткого времени их жизни в фазе главной последовательности.

Наиболее массивные из наблюдаемых звезд имеют массу около $70M_{\odot}$. Если масса звезды становится слишком большой, сила гравитации не может больше противостоять давлению излучения. Звезды с массой больше некоторого верхнего предела не могут образовываться, так как не могут присоединить дополнительную массу в течение фазы сжатия. Теоретические вычисления дают предельную массу около $100M_{\odot}$.

Имеется также нижний предел массы для звезд главной последовательности. Звезды с массой меньше $0.08M_{\odot}$ никогда не становятся достаточно горячими, чтобы началось «горение» водорода. Поэтому самые маленькие протозвезды сжимаются в планетоподобные карлики. В течение фазы сжатия они излучают, потому что освобождается потенциальная энергия, но, в конце концов, они начинают охлаждаться. На HR-диаграмме такие звезды сначала движутся почти вертикально вниз, а затем далее вниз направо.

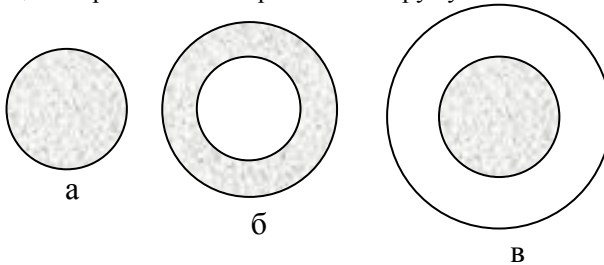
Верхняя часть главной последовательности. Звезды на верхней части главной последовательности так массивны, а температура в их недрах так высока, что могут протекать реакции CNO-цикла. У звезд в нижней части главной последовательности энергия производится pp-цепочкой. Водородный (pp-цепочка) и углеродный (CNO) циклы равно эффективны при температуре 18 млн. градусов, соответствующей температуре недр звезд с массой $1.5M_{\odot}$. Граница между верхней и нижней частью главной последовательности грубо соответствует этой массе.

Производство энергии в CNO-цикле очень сильно концентрируется в ядре. Направленный наружу поток энергии становится тогда очень большим и не может больше поддерживаться лучистым переносом. Поэтому звезды верхней части главной последовательности имеют *конвективное ядро*, т.е. энергия переносится движением материи. Это поддерживает вещество в хорошо перемешиваемом состоянии и поэтому водородная составляющая с течением времени равномерно уменьшается внутри всей конвективной области. Вне ядра имеется *лучистое равновесие*, т.е. энергия переносится излучением и нет ядерных реакций. Между ядром и оболочкой имеется переходная область, в которой водородная составляющая уменьшается вовнутрь. Масса конвективного ядра с расходом водорода будет постепенно уменьшаться. На HR-диаграмме звезда медленно смещается в верхний правый угол, так как ее светимость растет, а

поверхностная температура уменьшается. Когда водород в центре исчерпывается, ядро звезды начнет быстро сокращаться в размерах. Поверхностная температура станет расти и звезда будет быстро двигаться в левый верхний угол HR-диаграммы. Из-за сжатия ядра температура в водородной оболочке вне ядра будет расти. Она быстро становится достаточно высокой, чтобы снова установилось горение водорода.

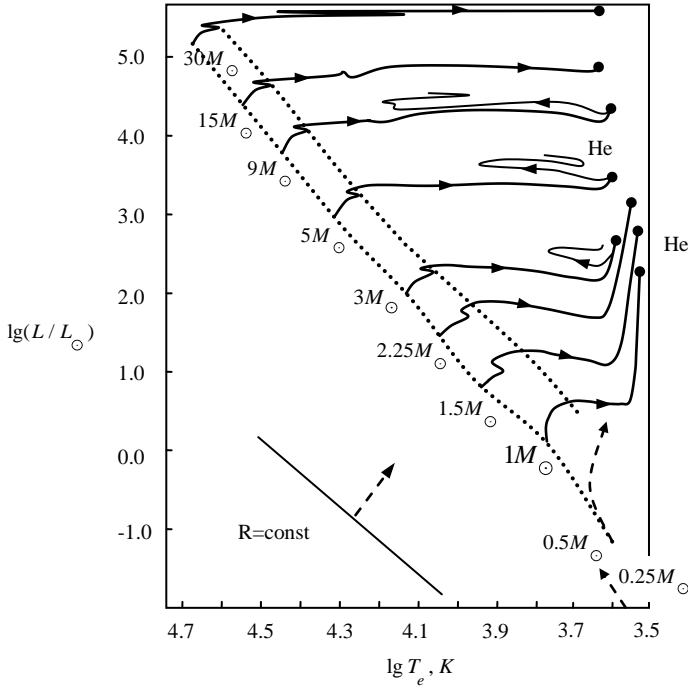
Нижняя часть главной последовательности. На нижней части главной последовательности температура в центре ниже, чем для массивных звезд и энергия производится pp-цепочкой. Так как скорость pp-цепочки не так чувствительна к температуре как в CNO-цикле, производство энергии распространяется на большую область, чем в массивных звездах. Поэтому ядро никогда не становится конвективно-неустойчивым, а остается радиационным.

Во внешних слоях звезд нижней части главной последовательности непрозрачность высокая из-за низкой температуры. Излучение не может там переносить всю энергию и начнется конвекция. Структура звезд нижней части главной последовательности является т.о. противоположной структуре звезд верхней части главной последовательности – центр является радиационным, а оболочка конвективной. Так как вещество в ядре не перемешивается, водород быстрее всего исчерпывается в центральных областях, и водородная составляющая возрастает по направлению наружу.



На рисунках выше схематично показан перенос энергии у звезд различных масс, находящихся в фазе главной последовательности: (а) наименее массивные звезды ($M < 0.26M_{\odot}$) полностью конвективны; (б) звезды с массами $0.26M_{\odot} < M < 1.5M_{\odot}$ имеют радиационное ядро и конвективную оболочку; (в) массивные звезды ($M > 1.5M_{\odot}$) имеют конвективное ядро и радиационную оболочку.

С уменьшением количества водорода в ядре звезда медленно продвигается вверх по HR-диаграмме, почти вдоль главной последовательности. Она становится слегка ярче и горячее, но ее радиус сильно не изменяется. Когда водород в ядре начнет заканчиваться, эволюционный трек звезды будет изгибаться вправо. В конце концов, ядро станет почти чисто гелиевым. Водород будет продолжать гореть только в тонком слое вокруг ядра.



На этом рисунке показаны эволюционные пути звезд различных масс на HR-диаграмме в фазе главной последовательности и позже. На главной последовательности, ограниченной пунктирными кривыми, эволюция происходит на ядерном отрезке жизни. После фазы главной последовательности эволюция к фазе красных гигантов происходит на тепловом отрезке жизни. Точка, отмеченная He, соответствует зажиганию гелия, а у звезд низкой массы возгоранию (вспышке) гелия. Прямая линия показывает расположение звезд с одинаковым радиусом. Звезды с массами между $0.08M_{\odot}$ и $0.26M_{\odot}$

имеют очень простую эволюцию. В течение всей фазы главной последовательности они полностью конвективны. Эти звезды эволюционируют очень медленно к верхнему левому углу HR-диаграммы. В конце концов, когда весь их водород превратится в гелий, они сжимаются, становясь белыми карликами.

8.4. Фаза гиганта

Фаза главной последовательности звездной эволюции заканчивается, когда водород в центре исчерпывается. После этого начинает гореть водород в оболочке, окружающей гелиевое ядро. Вследствие горения водорода в оболочке масса гелиевого ядра возрастает. Это приводит к расширению оболочки звезды, и она (звезда) движется почти горизонтально направо на HR-диаграмме. Когда конвективная оболочка становится более обширной, звезда достигает трека Хаяши. Так как она не может пройти далее вправо, и так как ее радиус продолжает расти, звезда движется вверх вдоль трека Хаяши в направлении больших светимостей. Звезда становится красным гигантом.

У звезд низкой массы с ростом массы ядра его плотность станет, в конце концов, настолько высокой, что оно становится вырожденным. Температура в центре будет продолжать увеличиваться. Все гелиевое ядро будет иметь одинаковую температуру из-за высокой проводимости вырожденного газа. Если масса звезды больше, чем $0.26M_{\odot}$, температура в центре достигнет, в конце концов, 100 млн. градусов, что достаточно для превращения гелия в углерод в результате тройного α -процесса.

Горение гелия установится одновременно во всей центральной области и внезапно поднимет ее температуру. В отличие от нормального газа вырожденное ядро не может расширяться, хотя температура возрастает, и поэтому возрастание температуры приведет к дальнейшему ускорению ядерных реакций. С ростом температуры вырожденность газа устраняется, и он начнет бурно расширяться. Всего через несколько секунд после возгорания гелия произойдет взрыв (*гелиевая вспышка*).

Энергия от гелиевой вспышки поглощается внешними слоями, и т.о. это не приводит к полному разрушению звезды. В действительности светимость звезды падает при вспышке, потому что когда центр расширяется, внешние слои сужаются. Энергия, освобожденная при вспышке, превращается в потенциальную энергию расши-

ряющегося ядра. Поэтому, после гелиевой вспышки звезда перейдет в новое состояние, при котором гелий устойчиво превращается в углерод в невырожденном ядре.

После гелиевой вспышки звезда находится на горизонтальной ветви гигантов на HR-диаграмме. Однако путь, ведущий туда, не является прямым. Звезда может сделать несколько колебаний назад и вперед на HR-диаграмме, прежде чем окончательно усядется на свое место.

Когда гелий в ядре истощается, в звезде имеются две оболочки с ядерным горением. Во внутренней оболочке «горит» гелий, во внешней – водород. Такая конфигурация неустойчива, и звездное вещество может перемешиваться или материя может быть выброшена в пространство подобно планетарной туманности.

В звездах большой массы температура в центре выше, а плотность ниже, и поэтому ядро будет невырожденным. Таким образом, когда центральная область сжимается, горение гелия может протекать не катастрофически. Когда запасы гелия в центре исчерпываются, гелий будет продолжать гореть в оболочке.

Ядро будет сжиматься, и становиться горячее. Сначала начнется горение углерода, а затем кислорода и кремния. Когда каждое из этих ядерных топлив исчерпается в центре, горение будет продолжаться в оболочке. Звезда т.о. будет содержать несколько оболочек с ядерным горением. В конце звезда будет состоять из последовательности слоев, отличающихся по составу. В звездах более массивных, чем $15M_{\odot}$ – вплоть до железа.

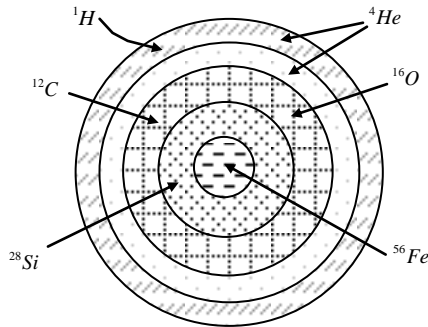
Конец фазы гиганта. Эволюция, которая следует за горением гелия, строго зависит от звездной массы. Масса определяет, насколько высокой может быть температура в центре, и степень вырожденности, когда зажигаются более тяжелые ядерные топлива.

Звезды менее массивные, чем $3M_{\odot}$ никогда не станут достаточно горячи, чтобы зажечь углеродное горение в ядре. В конце фазы гиганта давление излучения срывает внешние слои, которые образуют *планетарную туманность*. Горячее ядро остается как белый карлик.

В звездах с массами в диапазоне $3-15M_{\odot}$, либо углерод, либо кислород зажигается взрывным образом подобно гелию в звездах низкой массы – имеет место *углеродная* или *кислородная вспышка*. Она намного более мощная, чем гелиевая вспышка, и заставит звезду

ду взорваться как *сверхновая*. Звезда, вероятно, будет полностью разрушена взрывом.

Центральные части наиболее массивных звезд, с массами больше чем $15M_{\odot}$, горят вплоть до железа ^{56}Fe . Все ядерные источники энергии будут тогда полностью исчерпаны. Структура звезды в 30 солнечных масс на этой стадии показана схематически на рисунке. Звезда состоит из вложенной последовательности зон, ограниченных оболочками горящего кремния ^{28}Si , кислорода ^{16}O и углерода ^{12}C , гелия ^4He и водорода ^1H .

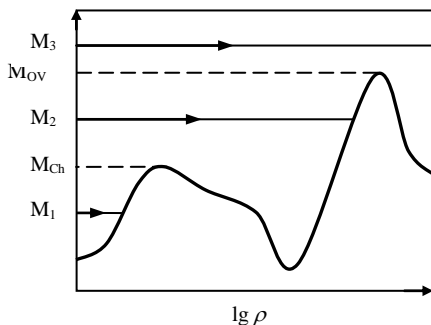


Однако, это состояние неустойчиво, так как прекращение ядерных реакций в ядре означает, что давление в центре будет падать, а ядро будет коллапсировать. Энергия, освобожденная при коллапсе, идет на диссоциацию (разложение) железного ядра сначала до гелия, а затем до протонов и нейтронов. Это будет далее ускорять коллапс, подобно тому, как диссоциация молекул ускоряет коллапс протозвезды. Коллапс имеет место на динамическом отрезке времени, который в плотном звездном ядре равен доле секунды. Внешние части также будут коллапсировать, но более медленно. Вследствие этого температура будет расти в слоях, содержащих несгоревшее ядерное топливо. Оно загорится взрывным образом, освобождая огромное количество энергии за несколько секунд. Окончательным результатом будет то, что внешние слои взорвутся, как *сверхновая*. В сверхплотном ядре протоны и электроны объединятся, образуя нейтроны. Окончательно ядро будет состоять почти полностью из нейтронов, и станет вырожденным из-за высокой плотности. Вырожденное давление нейтронов остановит коллапс ядра малой мас-

сы. Однако, если масса ядра достаточно большая, вероятно будет образована черная дыра.

8.5. Финальные стадии эволюции

Финальные точки звездной эволюции можно увидеть на ниже-следующем рисунке. Здесь показана связь между массой и плотностью в центре для тела нулевой температуры, т.е. финальное равновесие, когда массивное тело остыло.



Имеется два максимума на кривой. Масса, соответствующая левому максимуму, называется массой Чандрасекара, $M_{Ch} = 1.2 - 1.4M_{\odot}$, а масса, соответствующая правому максимуму – массой Оппенгеймера – Волкова, $M_{OV} = 1.5 - 2M_{\odot}$.

Рассмотрим сначала звезду с массой меньше, чем M_{Ch} . Предположим, что масса не изменяется. Когда ядерное топливо закончится, звезда станет белым карликом, который будет постепенно охлаждаться и сжиматься. На этом рисунке она будет двигаться горизонтально вправо. Наконец, она достигнет нулевой температуры и остановится на левой восходящей части кривой равновесия. Ее финальное равновесие есть полностью вырожденный белый карлик.

Если масса звезды больше чем M_{Ch} , но меньше чем M_{OV} , она может продолжать охлаждение до тех пор, пока не достигнет правого восходящего отрезка кривой. Снова будет устойчивое финальное состояние, на этот раз соответствующее полностью вырожденной нейтронной звезде.

Еще более массивная звезда, с массой больше чем M_{OV} , будет продолжать сжатие после плотности, соответствующей нейтронной звезде. В этом случае не имеется больше какого-либо известного

возможного устойчивого равновесия, и звезда должна продолжать сжиматься, образуя черную дыру.

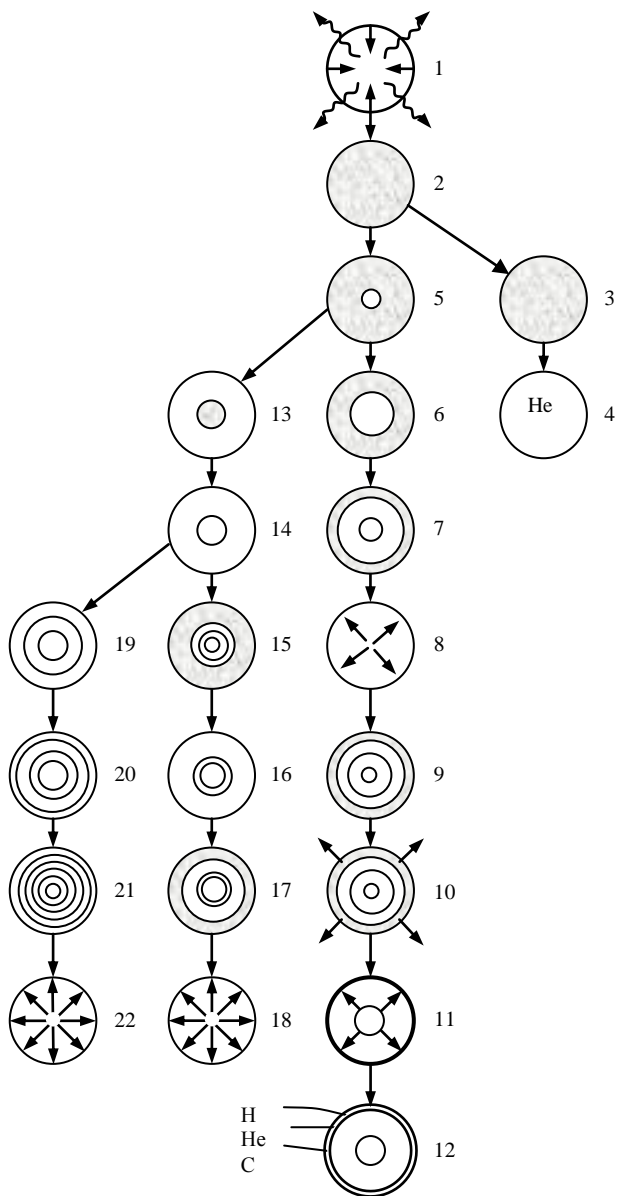
Предыдущие рассуждения являются чисто теоретическими. Финальные стадии эволюции реальных звезд (см. рис. ниже) вовлекают много неточно известных факторов, которые могут воздействовать на окончательное равновесие. Возможно, наиболее важным является вопрос потери массы, что очень трудно установить как из наблюдений, так и теоретически. Например, при взрыве сверхновой звезда может быть полностью разрушена и совершенно неясно будет ли то, что останется нейтронной звездой, черной дырой или ничем.

Приведем эволюционные схемы для звезд с различными массами. Радиус одинаков на всех рисунках. В действительности имеется большая разница в размерах различных звезд и в различные фазы их эволюции.

Вначале (1) газовое облако быстро сжимается в свободном падении. Из-за того, что газ сильно разрежен, излучение легко выходит из облака. С ростом плотности перенос излучения становится более трудным, и освобождающаяся энергия стремится разогреть газ. Сжатие продолжается до тех пор, пока газ полностью не ионизируется, а звезда, которая становится протозвездой, не придет в гидростатическое равновесие (2). Звезда полностью конвективна.

Теперь эволюция продолжается на тепловом отрезке жизни звезды. Сжатие намного медленнее, чем в фазе свободного падения. Фазы дальнейшей эволюции определяются массой M звезды. Для $M < 0.08M_{\odot}$ температура в центре не поднимется настолько, чтобы быть достаточной для горения водорода, и эти звезды сжимаются, превращаясь в планетоподобные коричневые карлики. В звездах с $M \geq 0.08M_{\odot}$, когда температура достигнет около $4 \times 10^6 K$, начинается горение водорода. Это есть начало фазы главной последовательности. На главной последовательности звезды с наиболее низкими массами ($0.08M_{\odot} \leq M \leq 0.26M_{\odot}$) полностью конвективны и поэтому остаются однородными (3). Их эволюция очень медленная, и после того, как весь водород превратится в гелий, они сжимаются до белых карликов (4).

Рост температуры делает звезды с $M > 0.26M_{\odot}$ радиационными в центре при уменьшающейся непрозрачности (5). Звезды низкой массы, с $0.26M_{\odot} \leq M \leq 1.5M_{\odot}$, остаются радиационными в центре в течение фазы главной последовательности (6), сжигая свой водород



посредством pp-цепочки. Внешняя часть конвективна. В конце фазы

главной последовательности горение водорода продолжается в оболочке, окружающей гелиевое ядро (7). Внешняя часть расширяется, и начинается фаза гиганта. Сжимающееся гелиевое ядро вырождается и разогревается. При температуре $\sim 10^8 K$ начинается тройной α -процесс и немедленно приводит к гелиевой вспышке (8). Взрыв демпфируется внешними слоями, и горение гелия продолжается в ядре (9). Водород все еще горит во внешней оболочке. Когда гелий в центре исчерпывается, горение гелия переходит в оболочку (10). В то же время внешняя часть расширяется и звезда теряет часть своей массы. Расширяющаяся оболочка образует планетарную туманность (11). Звезда в центре туманности становится белым карликом (12).

В верхней части главной последовательности с $M \geq 1.5M_{\odot}$ энергия освобождается посредством CNO-цикла, и ядро становится конвективным, тогда как внешняя часть радиационная (13). Когда водород в ядре исчерпывается, фаза главной последовательности заканчивается и начинается горение оболочки (14). Гелиевое ядро остается конвективным и невырожденным, а горение гелия начинается без возмущений (15 и 19). Далее горение гелия переходит на оболочку (16 и 20). Для звезд с $3M_{\odot} \leq M \leq 15M_{\odot}$ углерод в ядре вырождается и имеет место углеродная вспышка (17). Это приводит к взрыву сверхновой (18) и, вероятно, к полному разрушению звезды.

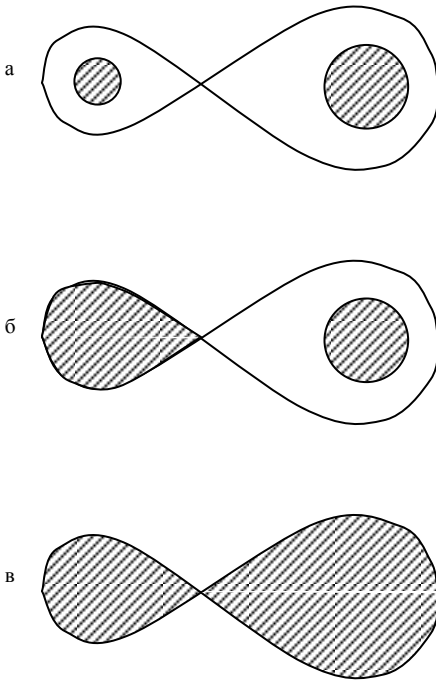
Для наиболее массивных звезд, с $M \geq 15M_{\odot}$, углеродное ядро остается конвективным, а углерод горит, превращаясь в кислород и магний. В конце концов, звезда будет состоять из железного ядра, окруженного кремниевой, кислородной, углеродной, гелиевой и водородной оболочками (21). Ядерное топливо теперь исчерпано, и звезда коллапсирует на динамическом отрезке времени. Результатом является сверхновая (22). Внешние части взрываются, но оставшееся ядро продолжает сжиматься к нейтронной звезде или черной дыре.

8.6. Эволюция тесных двойных звезд

Если компоненты двойной звезды хорошо разделены, они не возмущают друг друга. Когда изучается их эволюция, они могут рассматриваться как две одиночные звезды, эволюционирующие независимо друг от друга, как описано выше. Однако тесные двойные системы ведут себя иначе. При рассмотрении сил, действующи-

щих на вещество звезды, находящейся в паре со второй звездой-спутником, необходимо, кроме собственной силы тяжести, направленной к центру, учитывать силу притяжения со стороны второй звезды, а также центробежную силу, обусловленную собственным вращением двойной звезды и направленную от центра масс системы. С учетом приливного взаимодействия форма звезд становится похожей на эллипсоиды вращения

Тесные двойные системы подразделяются на три класса, как показано на нижеследующем рисунке: *разделенные* (а), *полуразделенные* (б) и *контактные двойные* (в).



Кривая в виде восьмерки на этом рисунке называется эквипотенциальной поверхностью Роша, а объем, который она охватывает — полостью Роша. Поверхности, ограничивающие полости Роша обеих звезд, соприкасаются в так называемой первой либрационной точке Лагранжа L_1 , через окрестности которой вещество может попасть в полость Роша другой звезды.

В разделенных двойных системах обе звезды глубоко погружены внутрь своих полостей; в полуразделенных — одна из компонент системы погружена в полость, а другая заполняет полость Роша полностью; в контактных — обе звезды полностью заполняют полости Роша.

Именно в полуразделенных двойных системах осуществляется процесс, который астрофизики называют обменом масс, когда вещество одной из звезд системы попадает в полость Роша второй звезды, а затем аккрецируется на эту звезду.

В течение фазы главной последовательности радиусы звезд изменяются не сильно, и каждая компонента будет оставаться внутри своей полости Роша. Когда водород исчерпается, звездное ядро быстро сократится, а внешние слои расширятся. На этой стадии звезда может полностью заполнить полость Роша, и начнется перетекание ее массы на другую звезду.

Тесные двойные звезды выглядят обычно как затменные двойные. Примером может служить Алголь в созвездии Персея. Компонентами этой двойной системы являются нормальная звезда главной последовательности и субгигант, существенно менее массивный, чем звезда главной последовательности. Субгигант имеет высокую светимость и т.о. видимо уже покинул главную последовательность. Этот результат является неожиданным, так как компоненты предположительно образуются в одно и то же время, и более массивная звезда должна бы эволюционировать быстрее. Эта ситуация известна как *парадокс Алголя* – в силу некоторых причин менее массивная звезда эволюционирует быстрее.

В 1950-х годах было предложено решение этого парадокса, состоящее в том, что субгигант первоначально бывает более массивным, но в процессе эволюции его масса перетекает на компаньон. Начиная с 1960-х перетекание массы в тесных двойных системах много изучалось, и оказалось, что оно является весьма существенным фактором в эволюции тесных двойных систем.

В зависимости от начальных масс сценарий эволюции тесной двойной системы может протекать по-разному. Рассмотрим в качестве примера тесную двойную систему, в которой начальные массы компонентов есть 1 и 2 солнечных массы, а начальный орбитальный период равен 1.4 суток.

После ухода с главной последовательности более массивная компонента превысит предел Роша и начнет терять массу на своего компаньона. Сначала масса будет перетекать на тепловом отрезке времени, и после нескольких миллионов лет роль компонентов изменится: первоначально более массивный компонент станет менее массивным, чем его компаньон.

Двойная система является теперь полуразделенной и может наблюдаться как затменная переменная типа Алголя. Двумя ее компонентами являются более массивная звезда главной последовательности и менее массивный субгигант, заполняющий свою полость Роша. Перетекание массы будет продолжаться, но на более медленном ядерном временном отрезке. В конце концов, перетека-

ние массы прекратится, и менее массивный компонент сожмется к белому карлику с массой $0.6M_{\odot}$.

Теперь эволюционирует более массивная ($2.4M_{\odot}$) звезда, и начинает терять массу, которая аккумулируется на поверхности белого карлика. Аккумулируемая масса может привести к *взрыву новой*, когда вещество выбрасывается в пространство большим взрывом. Несмотря на это, масса белого карлика будет постепенно расти, и может существенно превысить массу Чандрасекара. Белый карлик тогда сколлапсирует, и взорвется как сверхновая I-го типа.

В качестве второго примера возьмем массивную двойную систему с начальными массами 20 и $8M_{\odot}$ и начальным периодом 4.7 суток.

Более массивная компонента эволюционирует быстро, и в конце фазы главной последовательности она сбросит более $15M_{\odot}$ своего вещества на вторую компоненту. Перетекание массы будет происходить на тепловой временной шкале, которая в этом случае будет равна всего лишь нескольким десяткам тысяч лет. Конечным результатом является *гелиевая звезда*, имеющая в качестве компаньона непроэволюционировавшую звезду главной последовательности. Свойства гелиевой звезды похожи на свойства звезды Вольфа-Райе.

Гелий продолжает превращаться в углерод в ядре гелиевой звезды, и масса углеродного ядра будет расти. В конце концов, углерод взрывоподобно загорится, и звезда взорвется как сверхновая. Последствие такого взрыва неизвестны, но предполагают, что остается компактный остаток с массой $2M_{\odot}$. Если же более массивная звезда расширяется, ее звездный ветер станет сильнее, приводя к сильному рентгеновскому излучению, бомбардирующему компактную звезду. Это рентгеновское излучение прекратится только тогда, когда она превысит свою полость Роша.

Система будет теперь быстро терять массу и угловой момент. Устойчивое состояние достигается при массе гелиевой звезды $6M_{\odot}$ и массе компактной звезды $2M_{\odot}$. Гелиевая звезда выглядит как звезда Вольфа-Райе и примерно через миллион лет взрывается как сверхновая. Это, возможно, приведет к развалу двойной системы. Однако при некоторых значениях массы двойная система может остаться связанной. Таким образом может образоваться двойная нейтронная звезда.

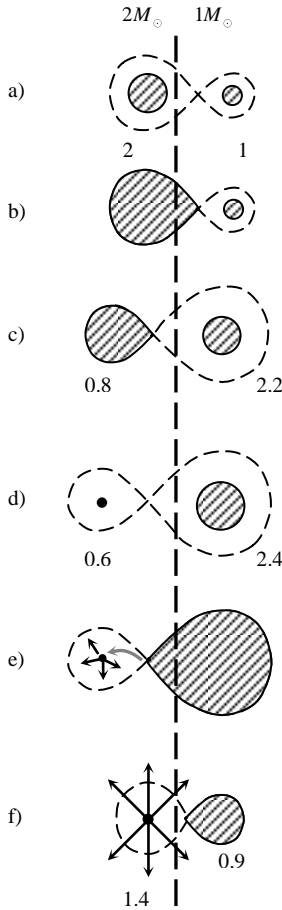


Схема эволюции тесной двойной системы небольших масс:

- a) оба компонента на главной последовательности;
- b) перетекание массы с более массивного компонента;
- c) легкий субгигант и массивная звезда главной последовательности;
- d) белый карлик и звезда главной последовательности;
- e) перекачка массы на белый карлик с более массивного компонента приводит к взрыву новой;
- f) масса белого карлика превышает массу Чандрасекара и он взрывается как сверхновая 1-го типа.

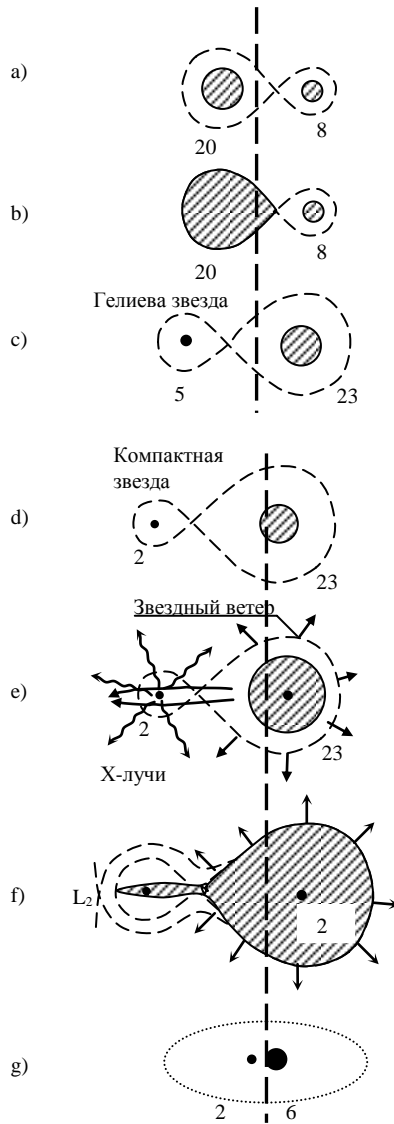


Схема эволюции массивной двойной системы. Предполагается, что взрыв в виде сверхновой гелиевой звезды с массой $5M_{\odot}$ оставляет компактный остаток с мас-

сой $2M_{\odot}$ (нейтронная звезда или черная дыра).

- a) фаза главной последовательности;
- b) начало фазы перетекания первой массы;
- c) конец фазы перетекания первой массы, начало фазы Вольфа-Райе;
- d) гелиевая звезда (звезда Вольфа-Райе) взрывается как сверхновая;
- e) компонент в $23M_{\odot}$ становится сверхгигантом, компактный компонент является сильным рентгеновским источником;
- f) начало фазы перетекания второй массы, рентгеновский источник приглушается и начинается широкомасштабная потеря массы;
- g) вторая фаза Вольфа-Райе, которая заканчивается взрывом гелиевой звезды в $6M_{\odot}$ как сверхновой – двойная система либо развалится, либо останется связанной, в зависимости от остающейся массы.

8.7. Сравнение эволюционных моделей с наблюдениями

Наиболее мощным средством проверки теоретических эволюционных моделей является построение HR-диаграмм. Если теоретические модели точны, наблюдаемое число звезд должно отражать протяженность различных эволюционных фаз. В нижеследующей таблице приведена продолжительность различных эволюционных фаз для звезд различных масс.

Время жизни звезд (единица – 10^6 лет)

Масса (M / M_{\odot})	Спектральный тип на главной последовательности	Сжатие на пути к главной последовательности	Главная последовательность	От главной последовательности до красного гиганта	Красный гигант
30	O5	0.02	4.9	0.55	0.3
15	B0	0.06	10	1.7	2
9	B2	0.2	22	0.2	5
5	B5	0.6	68	2	20
3	A0	3	240	9	80
1.5	F2	20	2000	280	
1.0	G2	50	10000	680	
0.5	M0	200	30000		
0.1	M7	500	10^7		

Если нанести данные этой таблицы на HR-диаграмму, то получится следующая картина. Наибольшая часть звезд расположена вдоль главной последовательности. Выделяются гиганты, белые карлики, субгиганты и т.д. Малонаселенная область справа от главной последовательности (пробел Герцшпрунга) объясняется быстрым переходом от главной последовательности к фазе гиганта.

Важный тест для эволюционных моделей обеспечивают цефеиды. На основе теоретических звездных моделей можно понять пульсации цефеид и связь между их периодом и светимостью.

При помощи эволюционных моделей можно также объяснить HR-диаграммы звездных скоплений. Предположим, что все звезды в скоплении образовались в одно и то же время. В наиболее молодых системах (ассоциациях) звезды будут в основном расположены на верхней части главной последовательности. Справа от главной последовательности будут менее массивные звезды типа Т Тельца, которые все еще являются сжимающимися. В рассеянных скоплениях промежуточного возраста главная последовательность будет хорошо развита, а ее верхний конец будет загибаться вправо, так как большинство массивных звезд уже начнут эволюционировать от главной последовательности. В шаровых скоплениях ветвь гигантов должна увеличиваться, особенно в более старых скоплениях. Эти предсказания подтверждаются наблюдениями.

Конечно же, лучшим критерием сравнения для теоретических моделей являются наблюдения Солнца, которые могут быть выполнены наиболее подробно. Если звезда в одну солнечную массу, с начальным составом 71% водорода, 27% гелия и 2% более тяжелых элементов, эволюционировала 5 млрд. лет, она будет очень похожа на наше сегодняшнее Солнце. В частности, она будет иметь такой же радиус, температуру поверхности и светимость. Согласно вычислениям, около половины запасов водородного топлива Солнца уже израсходовано. Солнце будет светить как нормальная звезда главной последовательности еще 5 млрд. лет, прежде чем произойдут какие-либо драматические изменения.

В части наблюдений пока еще остаются некоторые нерешенные проблемы. Одной из них является так называемая проблема солнечного нейтрино. Возникающие в результате солнечных ядерных реакций нейтрино наблюдались с начала 1970-х при помощи методики, описанной ранее. Энергетически достаточными, чтобы наблюдаться таким способом, являются только нейтрино, образующиеся в реакциях относительно редкой ppIII-ветви. Наблюдаемое число этих

нейтрино оказывается ниже теоретически предсказанного: тогда как модели предсказывают около 5 единиц, наблюдениями постоянно регистрируется 1 – 2.

Разногласие может быть обусловлено недостатками наблюдательной техники или некоторыми неизвестными свойствами нейтрино. Однако, если солнечные модели действительно ошибочны, температура в центре Солнца была бы примерно на 20% ниже предполагаемой, что вступило бы в серьезный конфликт с наблюдаемой солнечной светимостью. Возможно, некоторые нейтрино по пути к Земле превращаются в другие, ненаблюдаемые частицы.

Второй проблемой является наблюдаемое количество лития и бериллия. Солнечная поверхность содержит нормальное количество бериллия, но очень мало лития. Это может означать, что в процессе сжатия Солнце было полностью конвективным, когда температура в центре стала достаточно высокой, чтобы разрушить литий ($3 \times 10^6 K$), но не бериллий ($4 \times 10^6 K$). Однако, согласно стандартным солнечным эволюционным моделям, конвекция в центре прекращается уже при температуре $2 \times 10^6 K$. Одно из предлагаемых объяснений состоит в том, что конвекция позже переносит литий к слоям, где температура достаточно высока, чтобы его разрушить.

8.8. Происхождение химических элементов

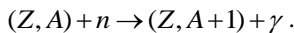
В Солнечной системе имеется около сотни естественно встречающихся элементов и около 300 изотопов. Почти все ядра, более тяжелые чем гелий, образовались в ядерных реакциях в звездных недрах. В наиболее старых звездах доля тяжелых элементов около 0.02%, тогда как в наиболее молодых звездах она составляет несколько процентов. Тем не менее, большая часть звездного материала есть водород и гелий. Согласно стандартным космологическим моделям, они были образованы на ранних стадиях развития Вселенной, когда температура и плотность были подходящими для ядерных реакций. Хотя гелий производится в течение фазы главной последовательности звездной эволюции, очень небольшая его часть действительно возвращается в пространство, чтобы соединиться в более поздние звездные образования. Большая его часть либо преобразовывается в более тяжелые элементы дальнейшими реакциями, либо остается замкнутой внутри белокарликового остатка. Поэтому обилие гелия не сильно возрастает в процессе развития звезды.

Наиболее важные ядерные реакции, приводящие к построению тяжелых ядер вплоть до железа, были рассмотрены ранее. Вероятность различных реакций определяется либо экспериментально, либо теоретическими вычислениями. Когда она известна, может быть вычислено относительное обилие различных производимых ядер.

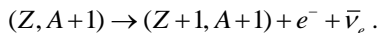
Образование более тяжелых, чем железо элементов требует притока энергии, и поэтому оно не может быть объяснено таким же образом. Однако тяжелые ядра постоянно производятся. В 1952 г. в атмосфере красного гиганта был открыт технеций. Время полураспада наиболее долгоживущего изотопа $^{98}\text{Tc} \sim 1.5 \times 10^6$ лет, так что наблюдаемый технеций должен был быть произведенным в звезде.

Большинство более массивных, чем железо ядер образуются при помощи *нейтронного захвата*. Так как нейтрон не имеет электрического заряда, он может легко проникать внутрь ядра. Вероятность захвата зависит от кинетической энергии входящего нейтрона и от массового числа ядра. Например, в солнечной системе насыщенность изотопов показывает максимумы в массовых числах $A=70 - 90, 130, 138, 195$ и 208 . Эти массовые числа соответствуют ядрам с замкнутыми нейтронными оболочками при числе нейтронов $N=50, 82$ и 126 . Вероятность захвата нейтрона для этих ядер очень мала. Ядра с закрытыми оболочками реагируют поэтому медленнее и накапливаются в больших количествах.

При захвате нейтрона ядро с массовым числом A преобразовывается в более массивное ядро



Вновь образованное ядро может оказаться неустойчивым к β -распаду, когда один нейтрон преобразовывается в протон

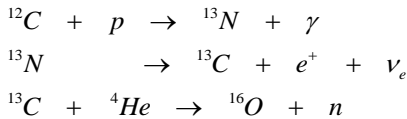


В зависимости от величины нейтронного потока встречаются два вида процесса нейтронного захвата. В медленном *s-процессе* нейтронный поток так мал, что может случиться любой β -распад, прежде чем будет иметь место следующая реакция нейтронного захвата. Наиболее устойчивые ядра до массового числа 210 образуются при помощи *s-процесса*. Говорят, что эти ядра соответствуют долине β -устойчивости. Пики обилия элементов при массовых числах 88, 138, и 208 объясняются *s-процессом*.

В случае большого нейтронного потока β -распад не успевает случиться до следующего нейтронного захвата. Говорят, что тогда имеет место быстрый *r-процесс*, который приводит к более богатым

нейтронами изотопам. Максимумы обилия элементов, производимых при r-процессе, лежат в массовых числах примерно на десять единиц меньше, чем при s-процессе.

Нейтронный поток, достаточный для s-процесса, получается в процессе нормальной звездной эволюции. Например, некоторые реакции «горения» углерода и кислорода производят свободные нейтроны. Если имеется конвекция между оболочками горения водорода и гелия, свободные протоны могут переноситься в богатые углеродом слои. Тогда становится важной следующая нейтронно-производящая цепочка реакций

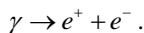


Конвекция может также переносить продукты реакции ближе к поверхности.

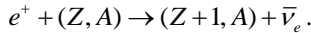
Нейтронный поток, требуемый для r-процесса, равен $\sim 10^{22} \text{ см}^{-3}$, и является слишком большим, чтобы быть произведенным в течение нормальной звездной эволюции. Единственным известным сейчас местом, где предполагается достаточно большой нейтронный поток, есть окрестность нейтронной звезды, образующейся при взрыве сверхновой. В этом случае быстрый нейтронный захват приводит к ядрам, которые не могут захватить больше нейтронов, не становясь сильно неустойчивыми. После одного или более быстрых β -распадов процесс продолжается.

r-процесс останавливается, когда нейтронный поток уменьшается. Произведенные ядра тогда постепенно разрушаются β -процессом в направлении к более устойчивым изотопам. Наиболее массивные естественно встречающиеся элементы, такие как уран, торий и плутоний, образуются посредством r-процесса.

Имеется около 40 изотопов на богатой протонами стороне долины β -устойчивости, которые не могут быть произведены при помощи процессов нейтронного захвата. Их обилие очень мало в сравнении с соседними изотопами. Они образуются при взрывах сверхновых при температурах выше, чем 10^9 K , с помощью реакций, известных как *p-процесс*. При этой температуре может иметь место образование пары



Позитрон может либо немедленно аннигилироваться, либо быть съеденным в реакции



Другой реакцией в р-процессе есть



Наконец, *деление* некоторых более тяжелых изотопов может привести к ядрам р-процесса. Примерами этого являются изотопы ^{184}W , ^{190}Pt и ^{196}Hg , образующиеся при делении свинца.

Продукты всех предыдущих реакций выбрасываются в межзвездную среду при взрыве сверхновой. Столкновения между космическими лучами и тяжелыми ядрами приводят тогда окончательно к легким элементам – литию, бериллию и бору. Т.о. можно объяснить обилие всех естественно встречающихся изотопов.

В течение сменяющихся поколений звезд, относительное обилие тяжелых элементов в межзвездной среде возрастает. Они могут затем войти в новые звезды, планеты – жизнь продолжается.

Примеры

Межзвездное облако имеет массу равную одной солнечной массе и плотность 10^{10} атомов водорода на 1 см^3 . Период его вращения равен 1000 лет. Какой будет период вращения после того, как облако сконденсируется в звезду солнечного размера?

Угловой момент есть $L = I\omega$, где ω – угловая скорость, а I – момент инерции. Для однородной сферы

$$I = \frac{2}{5} MR^2,$$

где M ее масса, а R – радиус. Из закона сохранения углового момента получим

$$L = I_1\omega_1 = I_2\omega_2$$

$$\Rightarrow \frac{I_1 2\pi}{P_1} = \frac{I_2 2\pi}{P_2}$$

$$\Rightarrow P_2 = P_1 \frac{I_2}{I_1} = P_1 \frac{(2/5)MR_2^2}{(2/5)MR_1^2} = P_1 \left(\frac{R_2}{R_1} \right)^2,$$

где P_1 и P_2 – периоды вращения до и после коллапса.

Масса облака есть

$$M = \frac{4}{3}\pi R^3 \rho = \frac{4}{3}\pi R^3 \times 10^{16} \times 1.6734 \times 10^{-27} \text{ кг} = 1M_{\odot} = 1.989 \times 10^{30} \text{ кг} .$$

Решая, для радиуса находим $R = 3 \times 10^{13} \text{ м} .$

Поэтому период вращения после коллапса будет

$$P_2 = 1000 \cdot \left(\frac{6.96 \times 10^8 \text{ м}}{3 \times 10^{13} \text{ м}} \right)^2 \text{ лет} = 5.4 \times 10^{-7} \text{ лет} = 17 \text{ сек} .$$

Эта величина на несколько порядков меньше действительного периода. Звезда каким-то образом теряет большую часть своего углового момента в течение процесса сжатия.

9. СОЛНЦЕ

Солнце наша ближайшая звезда. Только у Солнца мы имеем возможность детально изучать поверхность, атмосферу и те явления, присутствие которых на других звездах можно лишь предполагать. Поэтому физика Солнца лежит в основе всей физики звезд.

9.1. Внутреннее строение

Солнце является типичной звездой главной последовательности. Его основные свойства приведены в нижеследующей таблице

Таблица 1

Масса	$m = 1.989 \times 10^{30} \text{ кг}$
Радиус	$R = 6.960 \times 10^8 \text{ м}$
Средняя плотность	$\bar{\rho} = 1409 \text{ кг} / \text{м}^3$
Плотность в центре	$\rho_c = 1.6 \times 10^5 \text{ кг} / \text{м}^3$
Светимость	$L = 3.9 \times 10^{26} \text{ вт}$
Эффективная температура	$T_e = 5785 \text{ К}$
Температура в центре	$T_c = 1.5 \times 10^7 \text{ К}$
Абсолютная болометрическая величина	$M_{bol} = 4.72$
Абсолютная визуальная величина	$M_V = 4.79$
Спектральный класс	$G2V$
Колор-индексы	$B - V = 0.62$ $U - B = 0.10$
Химический состав поверхности	$X = 0.71$ $Y = 0.27$ $Z = 0.02$
Период вращения на экваторе	25^d
Период вращения на широте 60 градусов	29^d

На основе этих данных может быть вычислена модель внутреннего строения Солнца. Наиболее согласующаяся с данными гелиосейсмологии на конец 2000 г. модель приведена в табл. 2. Около

99% солнечной энергии производится в пределах четверти солнечного радиуса. Солнце производит энергию со скоростью $4 \times 10^{26} \text{ вт}$, что эквивалентно превращению около четырех миллионов тонн массы в энергию каждую секунду. Масса Солнца так велика (около 330000 масс Земли), что в течение всего отрезка жизни Солнца на главной последовательности, в энергию превратится менее 0.1% его массы.

Таблица 2

Расстояние от центра, R/R_{\odot}	Температура T, K	Давление P, Pa	Плотность $\rho, \text{г/см}^3$
Ядро энерговыделения			
0	$1.55 \cdot 10^7$	$2.3 \cdot 10^{16}$	149
0.1	$1.31 \cdot 10^7$	$1.3 \cdot 10^{16}$	87.4
0.2	$9.42 \cdot 10^6$	$4.4 \cdot 10^{15}$	35.3
Лучистая зона			
0.3	$6.81 \cdot 10^6$	$1.1 \cdot 10^{15}$	12.1
0.4	$5.14 \cdot 10^6$	$2.7 \cdot 10^{14}$	3.94
0.5	$3.98 \cdot 10^6$	$7.0 \cdot 10^{13}$	1.32
0.6	$3.13 \cdot 10^6$	$2.1 \cdot 10^{13}$	0.50
Конвективная зона			
0.7	$2.34 \cdot 10^6$	$6.4 \cdot 10^{12}$	0.20
0.8	$1.38 \cdot 10^6$	$1.6 \cdot 10^{12}$	0.09
0.9	$6.02 \cdot 10^5$	$2.0 \cdot 10^{11}$	0.02
0.98	$9.96 \cdot 10^4$	$1.7 \cdot 10^9$	0.001
Фотосфера			
1.00	$4.56 \cdot 10^3$	$1.2 \cdot 10^4$	$0.74 \cdot 10^{-7}$

Когда Солнце образовалось (около 5 млрд. лет назад), его состав был всюду такой же, как на поверхности в настоящее время. Так как

производство энергии сильно сконцентрировано в центре, водород быстрее всего расходуется там. Примерно на четверти радиуса от центра обилие водорода такое же, как в поверхностных слоях, но по направлению внутрь от этой точки он быстро уменьшается. В центральном ядре только 40% вещества есть водород. Около 5% солнечного водорода уже превратилось в гелий.

Радиационная часть Солнца простирается примерно на 70% радиуса. На таком расстоянии температура падает настолько, что газ больше не является полностью ионизованным. Непрозрачность солнечного вещества тогда сильно возрастает, мешая распространению излучения. Наиболее эффективным способом переноса энергии становится конвекция. Поэтому Солнце имеет конвективную оболочку.

Проблема солнечного нейтрино. Ядерные реакции в центре производят нейтрино на нескольких шагах pp-цепочки. Эти нейтрино могут свободно проходить сквозь внешние слои и дают, таким образом, прямую информацию об условиях внутри Солнца. Когда в 1970-х солнечные нейтрино впервые наблюдались, обнаруженное число их оказалось равным примерно третьей части вычисленного значения. Это рассогласование называется *проблемой солнечного нейтрино*.

В первых экспериментах наблюдались нейтрино только от ppII и ppIII ветвей. Но эти реакции производят малую долю солнечной светимости. В 1990-х наблюдались нейтрино, производимые в ppI-ветке, главной ветви pp-цепочки. Хотя рассогласование со стандартными моделями в этих наблюдениях слегка меньше (наблюдалось около 60% предвычисленного потока), проблема нейтрино все еще остается. Возможно, наиболее вероятное объяснение проблемы солнечного нейтрино основано на нейтринных колебаниях. Согласно этому объяснению, если нейтрино имеют малую массу (около 10^{-2} эВ), электронное нейтрино, проходя через внешние части Солнца, может превращаться в μ и τ нейтрино. Так как в экспериментах наблюдались только электронные нейтрино, то можно понять малые наблюдаемые потоки нейтрино. Так как прямых измерений массы нейтрино нет, то возможно также, что имеется некоторый изъян в стандартных солнечных моделях.

Солнечное вращение. Как только для наблюдений стали использоваться телескопы, из движения солнечных пятен было обнаружено, что Солнце вращается с периодом около 27 суток. Еще в 1630 г.

Christoph Scheiner показал, что у Солнца имеется *дифференциальное вращение* – период вращения вблизи полюсов более 30 суток, тогда как на экваторе он составляет только 25 суток. Ось вращения Солнца наклонена на 7° относительно плоскости эклиптики, так что северный полюс Солнца лучше всего виден с Земли в сентябре.

Движения солнечных пятен до сих пор дают наилучшую информацию о вращении вблизи поверхности Солнца. Для этой же цели используются и другие особенности поверхности. Скорость вращения может также быть измерена непосредственно из эффекта Доплера.

Угловая скорость вращения обычно записывается как

$$\Omega = A - B \sin^2 \psi ,$$

где ψ есть широта относительно экватора. Измеренные коэффициенты имеют следующие значения: $A = 14.5 \frac{\text{град}}{\text{сут}}$ и $B = 2.9 \frac{\text{град}}{\text{сут}}$.

Скорость вращения более глубоких слоев Солнца непосредственно не наблюдается. В 1980-х годах появился метод оценки вращения внутренних областей посредством измерения частоты солнечных колебаний, определяемой по изменению спектральных линий. Эти колебания являются, в сущности, звуковыми волнами, производимыми турбулентным движением газа в конвективной зоне. Эти звуковые волны имеют вычисляемые периоды колебаний (около 3 – 12 минут), которые зависят от условий в солнечных недрах. При помощи сравнения наблюдаемых и теоретических значений можно получить информацию об условиях глубоко внутри Солнца. Идея метода такая же, как метода, используемого для изучения недр Земли посредством волн от землетрясений, и поэтому он называется *гелиосейсмологией*.

С использованием гелиосейсмологии выводятся модели вращения всей конвективной зоны Солнца. Оказывается, что угловая скорость во всей конвективной зоне почти такая же, как на поверхности, хотя она слегка уменьшается с радиусом вблизи экватора, и возрастает вблизи полюсов. Угловая скорость излучающего ядра все еще не определена, но имеются показания, что ядро вращается как твердое тело с приблизительно средним значением угловой скорости поверхности.

Дифференциальное вращение Солнца поддерживается движением газа в конвективной зоне. Объяснение наблюдаемого поведения является трудной проблемой, которая пока еще не совсем понятна.

9.2. Атмосфера

Солнечная атмосфера разделена на *фотосферу* и *хромосферу*. Вне атмосферы далеко наружу простирается *корона*.

Фотосфера. Фотосферой называются те слои солнечной атмосферы, в которых образуется видимое излучение, имеющее непрерывный спектр. Она является самой внутренней частью атмосферы и имеет толщину всего лишь 300 – 500 км. Именно фотосфера является видимой поверхностью Солнца. Температура внутренней границы фотосферы 8000 К, а внешней – 4500 К. При наблюдениях Солнца бросается в глаза



плавное потемнение его диска к

краю. Это потемнение объясняется тем, что в фотосфере температура растет с глубиной, а луч зрения ближе к краям диска проникает на меньшую глубину с более низкой температурой. По этой причине края выглядят темнее. Точные измерения распределения яркости по диску Солнца позволяют рассчитывать изменение с глубиной важнейших характеристик фотосферы, т.е. строить ее *модель*.

Результаты модельных расчетов, приведенные далее в таблице, показывают, что фотосфера это тонкий, но весьма непрозрачный слой газа протяженностью несколько сотен километров, с концентрацией частиц около $10^{16} - 10^{17}$ в 1 см^3 , температурой 5 – 8 тыс. К и давлением около 0.1 атм. При таких условиях все атомы с небольшими потенциалами ионизации в несколько вольт (например, Na, K, Ca) ионизируются. Остальные элементы, в том числе водород, энергия ионизации которого 13.6 эВ, остаются преимущественно в нейтральном состоянии.

Наблюдения фотосферы позволяют обнаружить на ней светлые округлые образования, которые называются *гранулами*. Типичный размер гранулы, видимый с Земли, равен $1''$, что соответствует $\sim 1000 \text{ км}$ на солнечной поверхности. Грануляция есть наблюдаемое проявление расположенной под фотосферой конвективной зоны. Каждая отдельная гранула живет в среднем 5 – 10 минут, после чего распадается, а на ее месте возникают новые. Гранулы окружены темными промежутками, образующими как бы ячейки, или соты.

Спектральные линии в гранулах и промежутках между ними смещены соответственно в синюю и красную стороны. Это означает, что в гранулах вещество поднимается, а вокруг них опускается. Скорость этих движений составляет $1 - 2 \text{ км/с}$. Наблюдается также конвекция большего масштаба, называемая *сверхгрануляцией* в фотосфере. Ячейки сверхгрануляции могут быть около $1'$ в диаметре. Наблюдаемые скорости в сверхгрануляции направлены преимущественно вдоль солнечной поверхности.

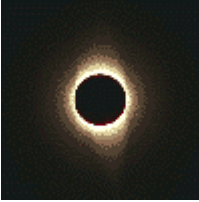
Хромосфера. Выше фотосферы имеется слой около 500 км толщиной, в котором температура возрастает от 4500 К до примерно 6000 К . Этот слой называется хромосферой. Выше хромосферы имеется переходная область в несколько тысяч километров, где хромосфера постепенно переходит в корону. Во внешних частях переходной области кинетическая температура достигает 10^6 К .

В нормальных условиях хромосфера не видна, потому что ее излучение намного слабее, чем излучение фотосферы. Однако во время полных солнечных затмений хромосфера светит несколько секунд на обоих концах полной фазы, когда Луна скрывает фотосферу полностью. Хромосфера выглядит тогда как тонкий красноватый серп или кольцо.

Во время затмений может наблюдаться спектр хромосферы, называемый *спектром вспышки*. Это эмиссионный линейчатый спектр с более чем 3000 идентифицированными линиями. Наиболее интенсивны в спектре хромосферы линии ионизованного кальция, водорода и гелия, в которых хромосфера непрозрачна, в то время как для видимого непрерывного излучения она практически полностью прозрачна. Это обстоятельство лежит в основе важного метода изучения хромосферы: выделяется очень узкий участок спектра, соответствующий центральной части какой-либо линии (чаще всего H_α водорода или K ионизованного кальция), и Солнце фотографируется в этих лучах. Поскольку к излучению в центральных частях этих линий хромосфера непрозрачна, все наблюдаемые на такой фотографии детали изображения принадлежат хромосфере.

При изучении фотографий хромосферы обращает на себя внимание ее неоднородная структура, значительно резче выраженная, чем грануляция в фотосфере. Наиболее мелкие структурные образования в хромосфере называются *спикулами*. Это факелоподобные структуры. Длина их составляет несколько тысяч километров, а толщина около одной тысячи километров. Со скоростями в не-

сколько десятков километров в секунду спикулы поднимаются из хромосферы в корону и растворяются в ней. Т.о. через спикулы происходит обмен веществом между хромосферой и вышележащей короной.



Корона. Солнечная корона – самая внешняя и очень разреженная часть атмосферы Солнца, продолжающаяся в виде движущейся от Солнца плазмы *солнечного ветра*. Корона в сотни раз слабее дневного неба. Поэтому наблюдать ее невооруженным глазом можно лишь во время полных солнечных затмений. Вне затмений с поверхности Земли корону наблюдают при помощи специальных телескопов – *коронграфов*.

Наиболее яркая часть короны удалена от лимба не более чем на 0.2 – 0.3 радиуса Солнца. Она называется *внутренней* или *К-коронной*. Остальная, весьма протяженная часть короны называется *внешней* или *F-коронной*. К-корона имеет непрерывный спектр, образуемый рассеиванием фотосферного света электронами. F-корона имеет спектр с фраунгоферовыми линиями поглощения. Излучение F-короны есть солнечный свет, рассеиваемый пылью.

Эмиссионные линии солнечной короны, расположенные в видимой и близкой инфракрасной области спектра, принадлежат обычным химическим элементам, но находящимся в очень высоких степенях ионизации. Наиболее интенсивна зеленая корональная линия, испускаемая ионом FeXIV, т.е. атомом железа, лишенным 13 электронов. Другая интенсивная линия – красная корональная – принадлежит атомам девятикратно ионизованного железа FeX. Остальные эмиссионные линии отождествлены с ионами FeXI, FeXIII, NiXIII, NiXV, NiXVI, CaXII, CaXV, ArX и др.

Для образования высокоионизованных корональных ионов нужны большие энергии в сотни электрон-вольт. В излучении Солнца (фотосферы) нет фотонов, способных вызвать сильную ионизацию вещества в короне. Собственное излучение короны также ничтожно. Поэтому причина ионизации – столкновения атомов, прежде всего со свободными электронами. Энергия таких электронов составляет сотни электрон-вольт, а их скорость достигает многих тысяч километров в секунду. Эти значения дают для оценки кинетической температуры короны величину порядка миллиона кельвинов.

Высокая скорость электронов короны, рассеивающих солнечный свет, объясняет, почему в непрерывном спектре внутренней короны не наблюдаются фраунгоферовы линии: они полностью «размываются» вследствие очень сильного расширения, связанного с доплеровским эффектом от быстро движущихся электронов.

Излучение F-короны не связано с рассеянием на свободных электронах. Именно оно является причиной появления во внешней короне линий поглощения, из-за чего ее называют *фраунгоферовой короной*. F-корона представляет собой свет Солнца, рассеянный на мелких межпланетных пылинках. Рассеивая свет, эти пылинки очень слабо его поляризуют.

Чтобы поддерживать высокую температуру короны ее необходимо непрерывно снабжать энергией. Согласно более ранним теориям, энергия в корону поступает в виде акустических или магнито гидродинамических ударных волн, генерируемых на солнечной поверхности конвекцией. Совсем недавно был предложен механизм нагревания электрическим током, индуцированным меняющимся магнитным полем. Тепло будет тогда генерироваться в короне почти также как в обычной электролампочке.

Несмотря на высокую температуру, корональный газ так разрежен, что полная энергия, запасаемая в нем, мала. Он постоянно течет наружу, становясь постепенно *солнечным ветром*, который несет поток частиц прочь от Солнца. Газ, теряемый таким образом, заменяется новым материалом из хромосферы. В окрестности Земли

плотность солнечного ветра $\sim 5-10 \frac{\text{частиц}}{\text{см}^3}$, а скорость – около $500 \frac{\text{км}}{\text{сек}}$. Потеря массы Солнцем, обусловленная солнечным ветром,

составляет примерно $10^{-13} M_{\odot}$ в год.

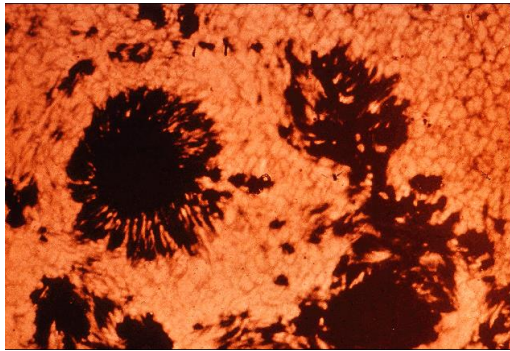
9.3. Солнечная активность

В солнечной атмосфере постоянно возникают быстро меняющиеся активные образования, резко отличающиеся от окружающих невозмущенных областей, свойства и структура которых почти не меняются со временем. Проявления солнечной активности в фотосфере, хромосфере и короне различны, но все связаны общей причиной. Такой причиной является магнитное поле, усиление и изме-

нение которого всегда сопровождается возникновением активных образований.

Вследствие явления индукции плазма, как правило, не может перемещаться поперек силовых линий магнитного поля, но свободно течет вдоль них. Поэтому в большинстве случаев плазма либо течет вдоль силовых линий сильного магнитного поля, либо увлекает в своем движении силовые линии слабого магнитного поля. В первом случае говорят, что плазма как бы приклеена к силовым линиям магнитного поля. Во втором – говорят о «вмороженности» поля в плазму.

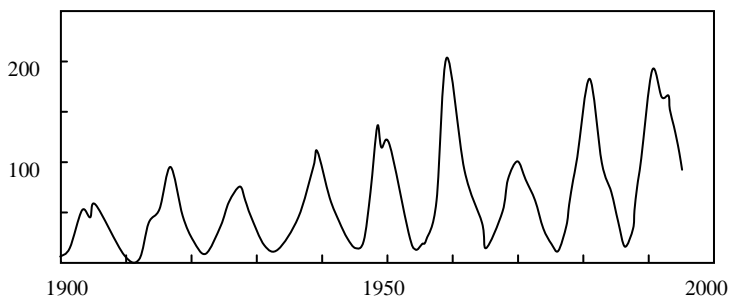
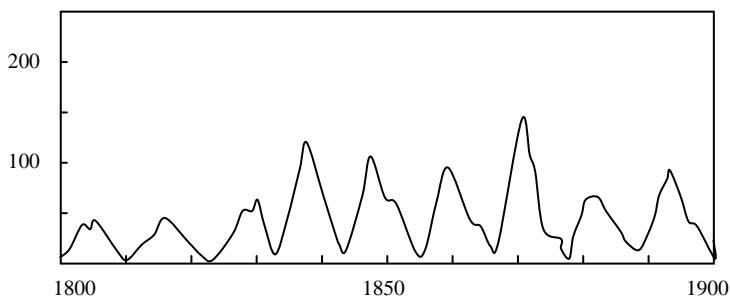
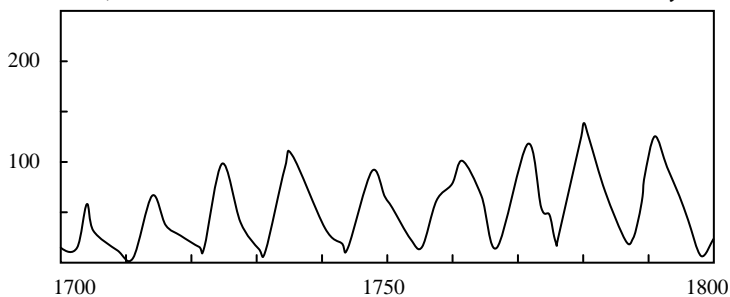
Солнечные пятна. Наиболее известным и легче всего наблюдаемым проявлением солнечной активности являются *солнечные пятна*. Существование пятен было известно давно, так как наибольшие из них можно было увидеть невооруженным глазом, разглядывая Солнце через достаточно плотный слой тумана.



Солнечное пятно выглядит как рваная дыра на солнечной поверхности. Внутри пятна находится темная полная тень, а вокруг него менее темная полутень. Вглядываясь в пятна около края солнечного диска можно увидеть, что они слегка понижены относительно остальной поверхности. Поверхностная температура солнечного пятна примерно на 1500К ниже окружающей, что объясняет темный цвет пятен.

Диаметр типичного солнечного пятна около 10000км, а время жизни от нескольких дней до нескольких месяцев, в зависимости от его размера. Большие пятна являются более долгоживущими. Солнечные пятна часто встречаются парами или группами. Из движения пятен может быть определен период вращения Солнца.

Количество пятен и других, связанных с ними проявлений солнечной активности периодически меняется. Эпоха, когда число центров активности наибольшее, называется *максимумом солнечной активности*, а когда их совсем или почти совсем нет – *минимумом*.



В качестве меры степени солнечной активности пользуются так называемыми числами Вольфа (Цюрихское число солнечных пятен)

$$Z = C(S + 10G),$$

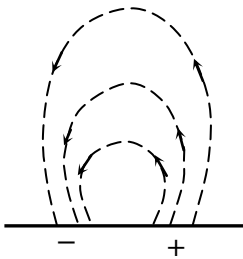
где S – число пятен, а G – число групп пятен, видимых в определенное время. Величина C есть константа, зависящая от наблюдателя и условий наблюдений.

На графике показаны вариации чисел Вольфа, начиная с 18-го столетия и до настоящего времени. Видно, что число пятен изменяется со средним периодом около 11 лет. Истинный период колеблется от 7 до 17 лет. В последнее время его длина была около 10.5 лет. Обычно активность поднимается до максимума примерно за 3 – 4 года, а затем более медленно уменьшается. Периодичность в появлении солнечных пятен впервые была отмечена в 1843 году Сэмюэлем Генрихом Швабе.

Колебания числа солнечных пятен были достаточно регулярными с начала 18-го столетия. Однако в 17-м столетии имелись большие интервалы, когда вовсе не было существенных пятен. Этот дремлющий период называется *минимумом Маундера*. Аналогичный *минимум Шперера* был в 15-м столетии. В более ранние эпохи также были отмечены тихие интервалы. Механизм, стоящий за этими нерегулярными колебаниями солнечной активности, пока не ясен.

Магнитные поля в солнечных пятнах измеряются на основе эффекта Зеемана и могут достигать 0.45 тесла (магнитное поле Земли равно 0.06 милитесла). Сильное магнитное поле тормозит конвективный перенос энергии, что объясняет более низкую температуру в пятнах.

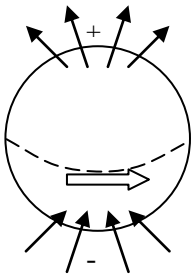
Солнечные пятна часто встречаются парами, в которых компоненты имеют противоположную полярность. Структуру таких *биполярных групп* можно понять, если поле поднимается в петлю над солнечной поверхностью, связывая компоненты пары пятен. Если газ течет вдоль такой петли, она становится видимой как *петлеобразный выступ*.



В эпоху минимума в течение некоторого времени пятен на Солнце, как правило, совсем нет. Затем они начинают появляться далеко от экватора, примерно на широтах $\pm 35^\circ$. В дальнейшем зона пятнообразования постепенно спускается к экватору (*закон Шперера*). Однако в областях, удаленных от экватора меньше чем на 8° , пятна встречаются редко. (В 1922 году английский астроном У. Маундер предложил наглядную *диаграмму бабочки*, изобра-

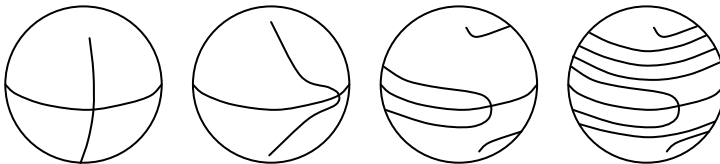
жающую зависимость пятнообразовательной деятельности Солнца от времени).

Пятна последующего цикла начинают появляться тогда, когда пятна предыдущего все еще присутствуют около экватора. Пятна, принадлежащие к новому циклу, имеют полярность противоположную полярности пятен старого цикла. Пятна на противоположных полусферах также имеют противоположную полярность. В эпоху максимума меняются полярность и общего магнитного поля Солнца, полюсы которого находятся вблизи полюсов вращения. Полный период солнечной магнитной активности равен таким образом 22 годам (*цикл Хейла*).



Качественное описание механизма солнечного цикла было предложено американским астрофизиком Г. Бэбкоком. В минимуме солнечной активности общий характер магнитного поля соответствует диполю. Из-за того, что проводящая среда, такая как внешние слои Солнца, не может двигаться поперек силовых линий, они будут вморожены в плазму, и будут переноситься ею. Период вращения Солнца составляет 25 суток вблизи экватора и более чем

30 суток около полюсов. Такое *дифференциальное вращение* будет вытягивать поле в тесную спираль (см. рис. ниже). Поле становится сильнее, и это усиление будет функцией широты.



Когда поле под поверхностью становится достаточно сильным, это приводит к «магнитной плавучести», которая поднимает жгуты магнитного потока над поверхностью. Это случается сначала на широте около 40° , а затем на более низких широтах. Эти торчащие жгуты магнитного потока развиваются в петли, образуя биполярные группы пятен. Продолжая расширяться, петли должны соприкоснуться с общим дипольным полем, которое все еще остается в полярных областях. Это приводит к быстрому воссоединению силовых линий поля, нейтрализуя общее поле. Окончательным результатом, когда активность утихает, является дипольное поле с полярностью, противоположной первоначальной.

Таким образом, модель Бэбкока объясняет диаграмму «бабочки», образование биполярных магнитных областей и инверсию общего поля между максимумами активности. Однако она является феноменологической моделью, и были предложены альтернативные сценарии. В теории «динамо» изучаются количественные модели происхождения магнитных полей Солнца и других небесных тел. Согласно этим моделям поле производится конвекцией и дифференциальным вращением газа. Полностью удовлетворительная динамо-модель для солнечного магнитного цикла пока еще не найдена. Например, еще неизвестно, производится ли поле всюду в конвективной зоне, или в пограничном слое между конвективной и лучистой областями.

Другие виды активности. Помимо пятен существует несколько других типов проявления поверхностной активности Солнца: *факелы*, *флоккулы* (факельные площадки), *протуберанцы* и *вспышки*.

Факелы и флоккулы являются локальными яркими областями в фотосфере и хромосфере соответственно. Фотосферные факелы видны вокруг пятен. Они всегда возникают при небольших усилениях магнитных полей. Факелы могут существовать и без пятен, предвзя их появление, или в качестве остатков активной области. Лучше всего факелы видны на краю солнечного диска (здесь их контраст с фотосферой составляет около 20%), в то время как в центре они почти незаметны. Это означает, что факел горячее соседней невозмущенной области на 200 – 300 К и в целом слегка выступает над уровнем невозмущенной фотосферы.

Возникновение факела связано со свойством магнитного поля препятствовать движению даже слабо ионизованного вещества, происходящему поперек силовых линий. Слабое магнитное поле в области факела не может остановить сравнительно мощных конвективных движений вещества. Однако оно может придать им более правильный характер. Обычно каждый элемент конвекции, помимо общего подъема или опускания по вертикали, совершает небольшие беспорядочные движения в горизонтальной плоскости. Эти движения, приводящие к возникновению трения между отдельными элементами конвекции, тормозятся магнитным полем, имеющимся в области факела, что облегчает конвекцию и позволяет горячим газам подняться на большую высоту и перенести большой поток энергии. Таким образом, появление факела связано с усилением конвекции, вызванным слабым магнитным полем.

Факелы – относительно устойчивые образования. Они могут существовать в течение нескольких недель и даже месяцев, занимая значительную долю видимой площади фотосферы.

Флоккулы – это хромосферные образования. Их наблюдают на спектрогелиограммах Солнца, полученных в линиях H_{α} водорода, K ионизованного кальция и L_{α} водорода, относящихся соответственно к слоям хромосферы, расположенным на высотах 1200 – 1700 км, 1800 – 2000 км и 2300 км. Флоккулы видны на этих снимках как яркие пятна, совпадающие по своим очертаниям с положением фотосферных факелов. Повышенную яркость флоккула в центральных частях сильных линий можно объяснить увеличением плотности вещества в хромосфере в 3-5 раз при почти неизменном значении температуры или лишь слабом ее увеличении. Флоккулы обычно появляются, когда образуются новые пятна, и исчезают, когда исчезают пятна.



Протуберанцы являются одним из наиболее зрелищных солнечных явлений. Они представляют собой пылающие газовые массы в короне, легко наблюдаемые вблизи краев Солнца. Имеется несколько типов протуберанцев: неподвижные (дремлющие), в которых газ медленно оседает вдоль магнитных силовых линий; петлеобразные протуберанцы, связанные с петлями магнитного поля в солнечных пятнах; более редкие эруптивные протуберанцы, у которых газ сильно выбрасывается наружу. Температура протуберанцев около 10000 – 20000 К. На H_{α} -фотоснимках хромосферы протуберанцы выглядят как темные *волокна* на фоне солнечной поверхности. Протуберанцы – самые крупные образования в солнечной атмосфере, их длина достигает сотен тысяч километров. Нижние их части сливаются с хромосферой, а верхние простираются на десятки тысяч километров в корону. Через протуберанцы постоянно происходит обмен веществом между хромосферой и короной.

Возникновение, развитие и движение протуберанцев тесно связано с эволюцией групп солнечных пятен. На первых стадиях развития активной области, вскоре после возникновения пятен, образуются короткоживущие и быстроменяющиеся протуберанцы вблизи пятен. На более поздних стадиях возникают устойчивые спокойные протуберанцы, существующие без заметных изменений в течение нескольких недель и даже месяцев. Потом внезапно может насту-

пять стадия активизации протуберанца, проявляющаяся в возникновении сильных движений, выбросов вещества в корону и появлении взрывающихся эруптивных протуберанцев.

В короне и хромосфере, чаще всего в небольшой области между развивающимися пятнами, особенно вблизи границы раздела полярности сильных магнитных полей, возникают самые мощные и быстро развивающиеся проявления солнечной активности, называемые *солнечными вспышками*. Они появляются как яркие вспышки, длящиеся от одной секунды до почти часа. Одновременно с видимым излучением сильно возрастает интенсивность ультрафиолетового и рентгеновского, а также радиоизлучения из области вспышки. При вспышках внезапно освобождается большое количество энергии, накопленной в магнитном поле. Весь процесс солнечной вспышки имеет характер взрыва, сопровождающегося сильным сжатием вещества в некотором объеме хромосферы. Общее количество энергии, выделяющейся в диапазоне оптического, ультрафиолетового, рентгеновского и радиоизлучения, а также идущей на ускорение плазмы и отдельных частиц, достигает $10^{28} - 10^{32}$ эрг, т.е. $10^{21} - 10^{25}$ Дж. Примерно половину этой энергии уносят корональные выбросы массы и ударные волны, а четверть – движение хромосферного вещества. Остальную энергию делят между собой солнечные космические лучи, рентгеновское, ультрафиолетовое и оптическое электромагнитное излучение.

Вспышки приводят к возмущениям на Земле. Рентгеновские лучи вызывают изменения в ионосфере, что влияет на коротковолновую радиосвязь. Испускаемые вспышками частицы приводят к сильному полярному сиянию, входя несколько дней спустя после вспышки в магнитное поле Земли.

Солнечное радиоизлучение. Солнце является наиболее сильным радиоисточником на небе, наблюдаемым с 1940-х годов. В противоположность оптическому излучению радио картина Солнца показывает сильное «полярчание» лимба. Это происходит из-за того, что радиоизлучение приходит от верхних слоев атмосферы. Так как распространение радиоволн прерывается свободными электронами, высокая электронная плотность около поверхности мешает выходу радиоизлучения. Более короткие волны могут распространяться легче, и поэтому наблюдения на миллиметровых волнах дают картину более глубоких слоев атмосферы, тогда как на длинных волнах наблюдаются верхние слои.

Радиоизлучение Солнца постоянно меняется в соответствии с солнечной активностью. В течение больших бурь полная эмиссия может быть в 100000 раз выше, чем нормальная. Сильные, внезапные возрастания радиоизлучения называются *радиовсплесками*, и классифицируются пятью типами.

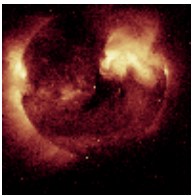
Радиовсплески 1-го типа являются общими на метровых длинах волн, и есть единственные всплески, не связанные со вспышками. Всплески 1-го типа связаны с солнечными пятнами. Они часто наблюдаются как бури, длящиеся часы или сутки, в течение которых происходят частые, короче 0.1 – 10 сек, всплески.

Радиовсплески 2-го типа наблюдаются после вспышек как радиосум на метровых волнах, длящийся около половины часа. Эти всплески, по-видимому, возникают, когда частицы вспышек проходят через солнечную атмосферу. Когда частицы теряют энергию, частота радиоэмиссии уменьшается.

Всплески 3-го типа являются более узкими и короткими, чем «шипцы», производимые облаками релятивистских электронов.

Всплески 4-го типа длятся около часа, и наблюдаются на всех длинах волн. Они обусловлены синхротронным излучением электронов, производимых вспышками.

Всплески 5-го типа длятся несколько минут, и наблюдаются в широкой полосе длин волн.



Рентгеновское и ультрафиолетовое излучение. Эмиссия Солнца в рентгеновских лучах также связана с активными областями. Признаками активности являются яркие рентгеновские области и более малые яркие рентгеновские точки, которые длятся около десяти часов. Внутренняя солнечная корона также испускает X-лучи. Вблизи солнечных полюсов имеются *корональные дыры*, где эмиссия X-лучей слаба.

Ультрафиолетовая картина солнечной поверхности показывает ее как существенно более иррегулярную, чем она выглядит в видимом свете. Большая часть поверхности испускает мало УФ-излучения, но имеются большие активные области, которые очень яркие в ультрафиолете.

Наблюдения Солнца в ультрафиолетовых и рентгеновских лучах были сделаны при помощи спутников (например, Skylab (1973 – 1974) и Solar Maximum Mission (1980)). Эти наблюдения сделали

возможным детальное изучение внешних слоев Солнца. Наблюдения других звезд также обнаружили короны, хромосферы и магнитные колебания, аналогичные солнечным. Таким образом, новая наблюдательная техника сделала физическое исследование Солнца и звезд более близкими друг к другу.

Примеры

Предположим, что Солнце превращает 0.8% своей массы в энергию. Найдите верхний предел для возраста Солнца, предполагая, что его светимость остается постоянной.

Полное количество освобождаемой энергии есть

$$E = mc^2 = 0.008M_{\odot}c^2 = 0.008 \times (2 \times 10^{30} \text{ кг}) \times \left(3 \times 10^8 \frac{\text{м}}{\text{сек}} \right)^2 = 1.4 \times 10^{45} \text{ Дж}$$

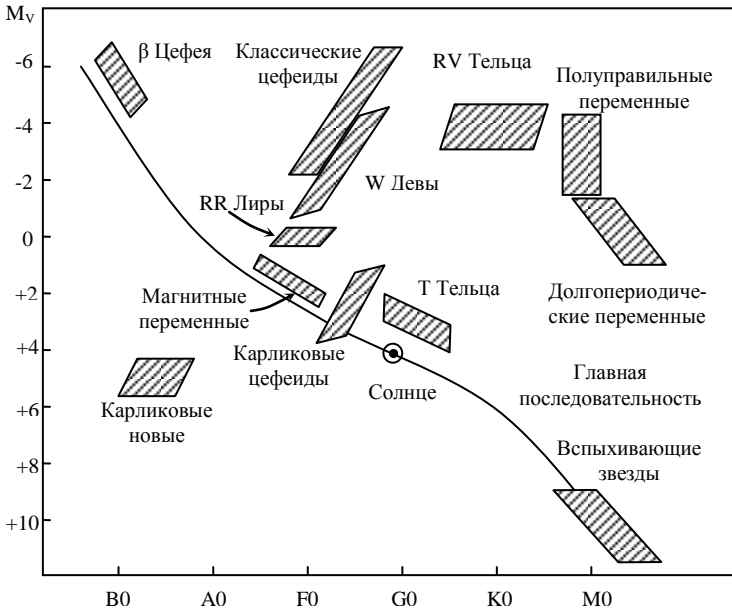
Время, необходимое чтобы излучить эту энергию, будет

$$t = \frac{E}{L_{\odot}} = \frac{1.4 \times 10^{45} \text{ Дж}}{3.9 \times 10^{26} \text{ Вт}} = 3.6 \times 10^{18} \text{ сек} \approx 10^{11} \text{ лет}.$$

10. ПЕРЕМЕННЫЕ ЗВЕЗДЫ

Звезды с меняющейся величиной называются *переменными*. Колебания яркости звезд впервые были отмечены в Европе в конце 16-го столетия, когда вспыхнула сверхновая Тихо Браге (1572 г.) и наблюдались регулярные колебания яркости звезды о Сети (Миры Кита) (1596 г.). С улучшением точности наблюдений число известных переменных звезд непрерывно росло. Наиболее свежие каталоги содержат около 40000 звезд известных либо подозреваемых в переменности.

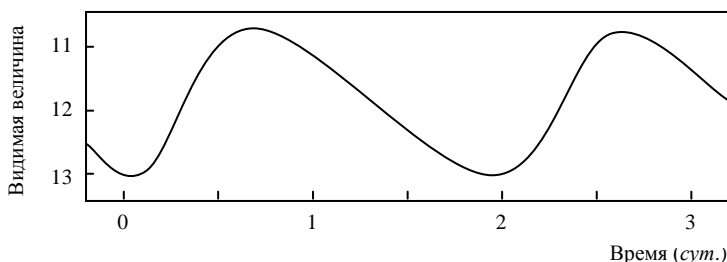
Расположение различных типов переменных звезд на диаграмме Герцшпрунга – Рассела приведено на нижеследующем рисунке.



Строго говоря, все звезды переменные. Как мы уже видели, строение и яркость звезд меняются в процессе их эволюции. Хотя эти изменения обычно медленные, некоторые эволюционные фазы могут быть чрезвычайно быстрыми. В некоторых стадиях эволюции будут также периодические колебания, например пульсации внешних слоев звезд.

Малые колебания в звездной яркости вызываются также горячими и холодными пятнами на поверхности звезды, появляющимися и исчезающими при ее вращении вокруг своей оси. Светимость Солнца слегка меняется из-за солнечных пятен. Возможно, имеются аналогичные пятна почти на всех звездах.

Вначале звездные яркости определялись визуально сравнением звезд близких друг к другу. Позже сравнения делались на фотопластинках. В настоящее время наиболее точные наблюдения делаются фотоэлектрически или с использованием ПЗС-матриц. Изменение звездной величины как функции времени называется *кривой блеска* звезды. Из нее получают *амплитуду* колебания звездной величины и *период*, если колебание периодическое.



Базовым опорным каталогом переменных звезд является Общий Каталог Переменных Звезд, составленный советским астрономом Борисом Васильевичем Кукаркиным. Время от времени появляются новые, дополненные издания; четвертое издание от 1985 – 1987 гг., под редакцией П. Н. Холопова, содержит около 29000 переменных звезд.

10.1. Классификация

Когда открывается новая переменная, ей дается имя, соответствующее созвездию, в котором она расположена. Способы обозначения переменных звезд основаны на обозначениях Ф.В.А. Аргеландера (1799 – 1875), который использовал для девяти самых ярких переменных в каждом созвездии буквы от R до Z в соединении с названием созвездия. Для последующих переменных стали использовать пары букв от RR до RZ, от SS до SZ и т.д., вплоть до ZZ. Затем используются пары букв от AA до AZ, от BB до BZ и т.д. (буква J опускается), что доводит число доступных обозначений до 334.

Однако во многих созвездиях число открытых переменных намного превысило предельное значение 334, так что эти звезды стали обозначать как V335, V336 и т.д. (V – означает переменная). Для некоторых звезд были сохранены установленные для них ранее греческие буквы, хотя позже была обнаружена их переменность (например, δ Цефея).

Классификация переменных звезд основана на форме кривой блеска, спектральном классе и наблюдаемым лучевым движениям. Спектр может содержать темные линии поглощения от вещества вокруг звезды. Наблюдения могут проводиться также и вне оптической области. Так, радиоизлучение некоторых переменных (например, вспыхивающих звезд) сильно возрастает одновременно с их оптической яркостью. Примерами радио и рентгеновских переменных являются радио и рентгеновские пульсары, а также рентгеновские барстеры.

Переменные обычно делятся на три главных типа: *пульсирующие*, *эруптивные* и *затменные переменные*. Затменные переменные являются двойными системами, у которых компоненты периодически проходят друг перед другом. У этих переменных световые колебания не соответствуют какому-либо физическому изменению в звездах. Они были рассмотрены нами при изучении двойных звезд. У других переменных яркостные вариации есть внутреннее свойство самих звезд. У пульсирующих переменных колебания яркости обусловлены расширением и сжатием внешних слоев. Эти переменные являются гигантами и сверхгигантами, которые дошли до неустойчивой стадии в своей эволюции. Эруптивные переменные являются обычно слабыми звездами, извергающими массу. В большинстве своем они являются членами тесных двойных систем, в которых масса перетекает с одного компонента на другой.

Вдобавок к этому известно немного *вращающихся переменных*, у которых яркостные колебания обусловлены различием температуры на поверхности, звездными пятнами, попадающими в поле зрения, когда звезда вращается. Наиболее известной группой вращающихся переменных являются магнитные A-звезды (например, α^2 Canum Venaticorum). Эти звезды имеют сильные магнитные поля, которые могут приводить к возникновению звездных пятен. Периоды вращающихся переменных простираются от примерно 1 суток до 25 суток, а амплитуды меньше, чем $0.^m1$.

10.2. Пульсирующие переменные

Вместе с изменением яркости пульсирующих переменных изменяются длины волн их спектральных линий. Эти изменения обусловлены эффектом Доплера, показывая, что внешние слои звезды действительно пульсируют. Наблюдаемые скорости движения газа

имеют значения в области $40 - 200 \frac{\text{км}}{\text{сек}}$. Главные свойства пуль-

сирующих переменных приведены в нижеследующей таблице, где использованы следующие обозначения: N – количество звезд данного типа в каталоге Кукаркина, P – период пульсаций в сутках, Δm – амплитуда пульсаций в звездных величинах.

Переменная	N	P	Спектр	Δm
Классические цефеиды (δ Цефея, W Девы)	700	1 – 50	F – K1	< 2
RR Лиры	4400	<1	B8 – F2III	< 0.7
Карликовые цефеиды	20	0.05 – 0.2	FIII	< 1
β Цефея	20	0.1 – 0.25	B1 – B3III	< 0.1
Переменные типа Миры	4600	80 – 1000	MIII	> 2.5
RV Тельца	100	30 – 150	G – K1	< 3
Полуправильные	2200	30 – 1000	K – M1	< 2.5
Неправильные	1700	–	K – M1	< 2

Диаметр звезды в течение пульсации может удваиваться, но обычно изменения размеров меньше. Главной причиной светового колебания является периодическое изменение поверхностной температуры. Мы уже видели, что светимость звезды чувствительно зависит от ее эффективной температуры, $L \sim T_e^4$. Поэтому малое изменение эффективной температуры приводит к большому изменению яркости.

Период пульсации соответствует *собственной частоте* звезды. Подобно колебаниям камертона, звезда имеет основную частоту колебаний. В дополнение к основной частоте возможны другие частоты – «обертонны». Наблюдаемое изменение яркости может быть объяснено как суперпозиция всех этих колебаний. В 1920 г. английский астрофизик сэр Артур Эддингтон показал, что период pulsa-

ции P обратно пропорционален корню квадратному из средней плотности

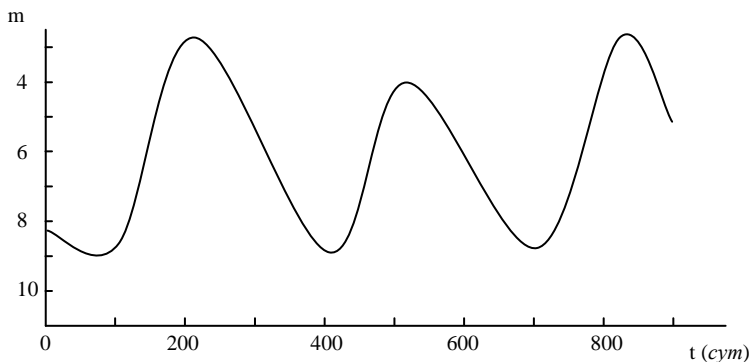
$$P \sim \rho^{-\frac{1}{2}}.$$

В нормальном состоянии звезда находится в устойчивом гидростатическом равновесии. Если ее внешние слои расширяются, плотность и температура падают. Давление тогда становится меньше, и сила гравитации снова будет сжимать газ. Однако, если энергия не будет переноситься движением газа, эти колебания затихнут.

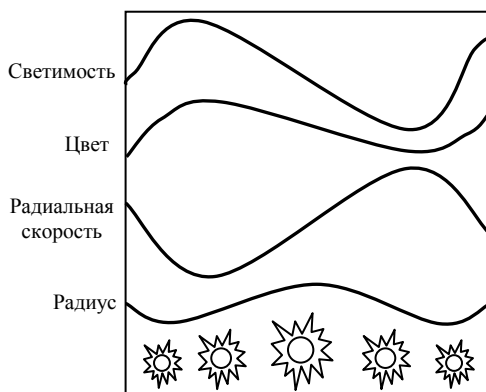
Поток лучистой энергии из звездных недр смог бы обеспечить источник энергии для колебаний звезды, если бы он предпочтительно поглощался в областях с более высокой плотностью газа. Обычно это не имеет места, но в *зонах ионизации*, где водород и гелий частично ионизованы, непрозрачность действительно становится больше, когда газ сжимается. Если зоны ионизации находятся в атмосфере на подходящей глубине, энергия, поглощаемая в процессе сжатия и освобождаемая в процессе расширения зоны ионизации, может управлять колебанием. Звезды с температурой поверхности 6000 – 9000К доступны для такой неустойчивости. Соответствующая часть HR-диаграммы называется областью цефеидной неустойчивости.

Мира-переменные. Мира-переменные (названные так по имени первой открытой переменной такого типа Mira Ceti) являются сверхгигантами класса М, обычно с эмиссионными линиями в их спектрах. Они теряют газ посредством устойчиво постоянного звездного ветра. Их периоды 100 – 1000 суток, и по этой причине их также иногда называют долгопериодическими переменными. Типичная амплитуда колебаний блеска около шести звездных величин в видимой области. Период самой Миры около 330 суток, а ее диаметр около 2 а. е. В максимуме блеска Мира имеет величину 2 – 4, но в минимуме ее блеск может упасть до 12-й величины. Эффективная температура Мира-переменных около 2000К. Поэтому 95% их излучения является инфракрасным, и очень малое изменение в температуре может вызвать очень большое изменение в видимой яркости.

На рисунке приведена типичная кривая блеска долгопериодической переменной типа Миры Кита.



Цефеиды. Одними из наиболее важных пульсирующих переменных являются цефеиды, названные так по имени первой открытой звезды такого типа δ Cephei. Это сверхгиганты населения типа I, спектральных классов F – K. Их периоды 1 – 50 суток, а амплитуды 0.3 – 2.5 звездных величин. Форма кривой блеска является правильной, показывая достаточно быстрое увеличение яркости с последующим более медленным ее уменьшением.



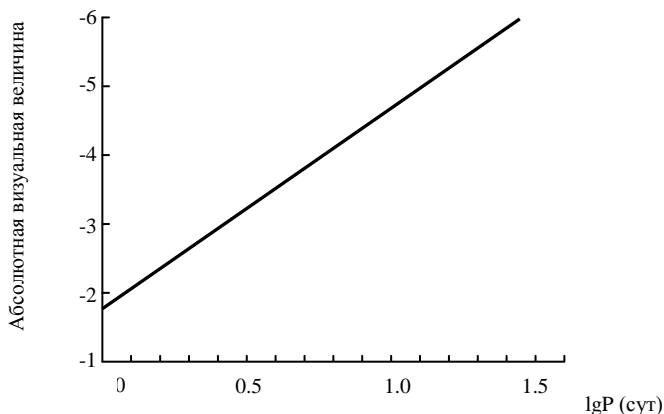
Изменение яркости, цвета и размера цефеиды в процессе ее пульсации.

Имеется замечательная связь между периодом цефеиды и ее абсолютной величиной (т.е. светимостью), открытая в 1912 г. Генри-

еттой Ливитт у цефеид Малого Магелланового Облака. Зависимость «*период – светимость*» может использоваться для измерения расстояний до звезд и ближайших галактик.

Мы уже знаем, что период пульсаций связан со средней плотностью. С другой стороны, размер звезды, а следовательно ее средняя плотность, связаны с ее полной светимостью. Т.о. можно понять, почему должна быть зависимость между периодом и светимостью пульсирующей звезды.

Абсолютные звездные величины M и периоды P классических цефеид показаны на приводимом здесь рисунке. Зависимость между M и $\lg P$ является линейной. Однако, до некоторой степени, светимость цефеид зависит также от цвета – более голубые звезды ярче. Для более точного определения расстояния этот эффект необходимо принимать во внимание.



Звезды типа W Девы (W Virginis). В 1952 г. Вальтер Бааде обнаружил, что в действительности имеется два типа цефеид: классические цефеиды и звезды типа *W Virginis*. Оба типа обладают зависимостью «*период – светимость*», но звезды *W Vir* данного периода на 1.5 величины слабее, чем соответствующие классические цефеиды. Это различие обусловлено тем, что классические цефеиды являются молодыми объектами населения 1-го типа, тогда как звезды типа *W Vir* есть старые звезды населения 2-го типа. В остальном два класса переменных подобны.

Раньше зависимость «*период – светимость*» звезд типа *W Vir* использовалась для обоих типов цефеид. Следовательно, вычисленные

расстояния до классических цефеид были слишком малыми. Например, вычисление расстояния до галактики Андромеда основано на классических цефеидах, так как только они достаточно ярки, чтобы быть видимыми на таком расстоянии. Когда была использована правильная зависимость «период - светимость», все внегалактические расстояния удвоились. Расстояния внутри Млечного Пути не изменились, так как их измерение основано на других методах.

Звезды типа RR Лиры (RR Lyrae). Третьим важным классом пульсирующих переменных являются звезды типа RR Лиры. Колебания их блеска меньше, чем у цефеид, обычно меньше одной звездной величины. Их периоды тоже коротки, меньше суток. Подобно звездам W Девы, звезды RR Лиры являются старыми звездами населения 2-го типа. Обычно они встречаются в шаровых скоплениях и поэтому назывались раньше переменными скоплений.

Абсолютные величины звезд типа RR Лиры около $M_V = 0.6 \pm 0.3$. Все они имеют примерно одинаковый возраст и массу, и представляют поэтому одинаковую эволюционную фазу, в которой гелий только начинает гореть в ядре. Так как абсолютные величины переменных типа RR Лиры известны, они могут быть использованы для определения расстояний до шаровых скоплений.

Другие пульсирующие переменные. Одной из дополнительных больших групп пульсирующих звезд являются *полуправильные* и *неправильные* переменные. Они являются сверхгигантами, часто очень массивными молодыми звездами с непостоянными пульсациями в их протяженных внешних слоях. Если имеется некоторая периодичность в пульсациях, то эти переменные называются полуправильными; в противном случае они называются неправильными. Примером полуправильной переменной является Бетельгейзе (α Ориона). Механизм пульсаций этих звезд еще хорошо не понят, так как их внешние слои конвективны, а теория звездной конвекции все еще плохо развита.

Помимо главных типов пульсирующих переменных имеются некоторые менее разделённые классы.

- *Карликовые цефеиды* и *звезды типа δ Scuti*, которые иногда считаются отдельными типами, располагаются ниже звезд RR Лиры в области цефеидной неустойчивости на HR-диаграмме. Карликовые цефеиды слабее и более быстро меняющиеся, чем классические цефеиды. Их кривые блеска часто показывают би-

ения, обусловленные интерференцией между основной частотой и первым обертоном.

- *Звезды типа β Цефея* размещаются на HR-диаграмме отдельно от других переменных. Это горячие массивные звезды, излучающие главным образом в ультрафиолете. Колебания быстрые и с малой амплитудой. Механизм пульсаций звезд типа β Цефея неизвестен.
- *Звезды типа RV Тельца (RV Tauri)* на HR-диаграмме находятся между цефеидами и переменными типа Миры. Их период слегка зависит от светимости. Имеются некоторые необъяснимые особенности в кривой блеска, например, минимумы попеременно являются глубокими и мелкими.

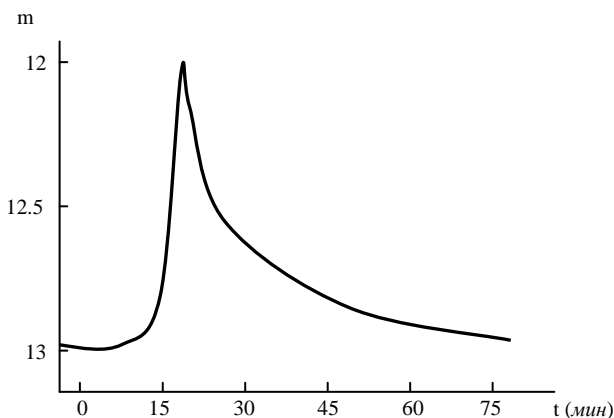
10.3. Эруптивные (вспыхивающие) звезды

У эруптивных переменных нет правильных пульсаций. Вместо этого случаются неожиданные взрывы с выбросом вещества в пространство. Масштабы взрывов простираются от малых локальных извержений (вспыхивающие звезды) до взрыва целой звезды (сверхновые). Главные свойства эруптивных переменных приведены в таблице ниже. Здесь N – число звезд данного типа в каталоге Кукаркина, Δm – изменение яркости в звездных величинах, Скорость – скорость расширения в км/сек, основанная на доплеровском сдвиге спектральных линий.

Переменная	N	Δm	Скорость
Сверхновые	7	> 20	4000 - 10000
Обыкновенные новые	210	7 – 18	200 – 3500
Повторяющиеся новые		< 10	600
Новоподобные (P Лебеда, симбиотические)	80	< 2	30 – 100
Карликовые новые (SS Cyg = U Gem, ZZ Cam)	330	2 – 6	(700)
R Coronae Borealis	40	1 – 9	–
Неправильные (переменные туманностей, T Tau, RW Aur)	1450	< 4	(300)
Вспыхивающие звезды (UV Ceti)	750	< 6	2000

Вспыхивающие звезды. Вспыхивающие или звезды типа UV Кита (UV Ceti) являются карликовыми звездами спектрального класса M. Это молодые звезды. Они наиболее часто обнаруживаются в молодых звездных скоплениях и ассоциациях. Через нерегулярные интервалы времени на поверхности этих звезд происходят вспышки, аналогичные вспышкам на Солнце. Вспышки связаны с возмущениями магнитного поля на поверхности звезд.

Энергия взрыва вспыхивающих звезд, по-видимому, такая же, как в солнечных вспышках, но из-за того, что звезды намного слабее, чем Солнце, вспышка может вызвать усиление яркости на 4 – 5 звездных величин. Яркость при вспышке поднимается за несколько секунд, а затем несколько минут падает. Одна и та же звезда может вспыхивать несколько раз в сутки. Оптическая вспышка сопровождается радиовсплеском, как у Солнца. Вспыхивающие звезды были первыми звездами, зарегистрированными как радиисточники.

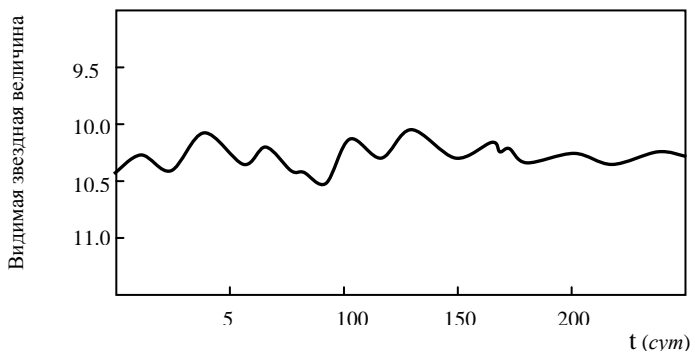


Кривая блеска типичной вспыхивающей звезды.

Звезды типа Т Тельца (T Tauri). Звезды типа Т Тельца являются так называемыми *небулярными переменными*, встречающимися в светлых или темных межзвездных облаках. Это только что рожденные звезды или сжимающиеся на пути к главной последовательности. Колебания яркости звезд типа Т Тельца неправильны. Их спектры содержат яркие эмиссионные линии, образующиеся в звездной хромосфере, и запрещенные линии, которые могут образоваться

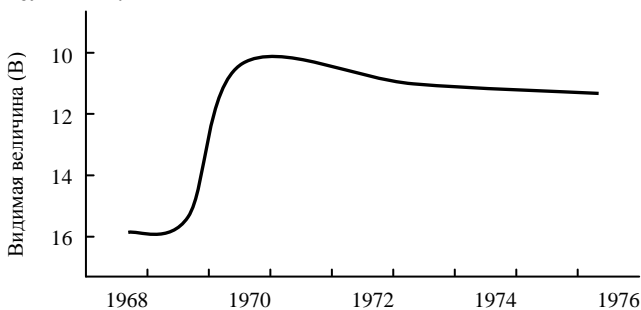
только при чрезвычайно низких плотностях. Спектральные линии указывают так же на то, что вещество из этих звезд истекает.

Так как звезды типа Т Тельца располагаются внутри плотных облаков газа, их трудно наблюдать. Однако эта ситуация улучшилась с развитием техники радио и инфракрасных наблюдений.



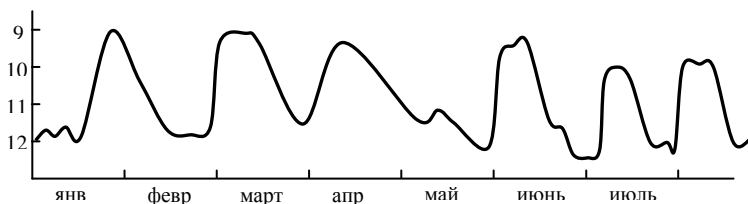
Кривая блеска переменной типа Т Тельца

Звезды, находящиеся в процессе формирования, могут изменять свою яркость очень быстро. Например, в 1937 г. FU Orionis стала ярче на 6 величин. Эта звезда является сильным источником инфракрасного излучения, что указывает на то, что она все еще окутана большим количеством межзвездной пыли и газа. Аналогичное увеличение яркости на 6 величин наблюдалось в 1969 г. у V1057 Cygni. До увеличения яркости она была неправильной переменной типа Т Тельца. После этого она остается слабо постоянной АВ-звездой децимой величины.



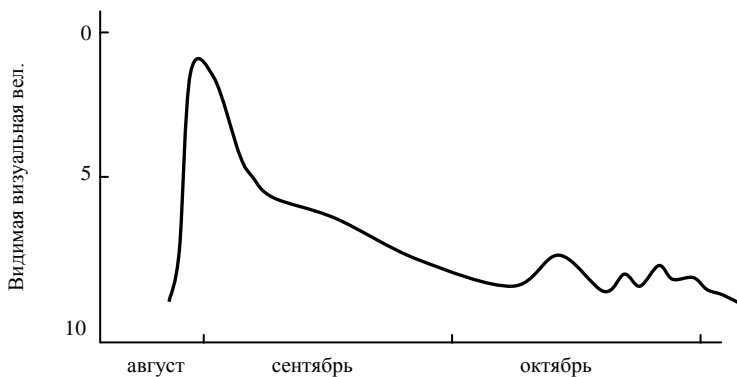
В 1969 – 1970 гг. звезда V1057 Лебедя повысила яркость почти на 6 величин.

Новые. Одним из наиболее известных типов эруптивных переменных являются новые. Их разделяют на несколько подтипов: обыкновенные новые, повторяющиеся новые, карликовые новые и новоподобные переменные.



Кривая блеска карликовой новой SS Лебеда с начала 1966 года.

Вспышки всех новых быстрые. В течение дня или двух яркость поднимается до максимума, который может быть на 7 – 16 величин ярче, чем при нормальной светимости. Затем следует постепенное снижение яркости, которое может продолжаться месяцы или годы. На рисунке ниже показана кривая блеска типичной новой. Эта кривая блеска новой, вспыхнувшей в 1975 году в созвездии Лебеда. Она составлена из сотен наблюдений, преимущественно любительских.

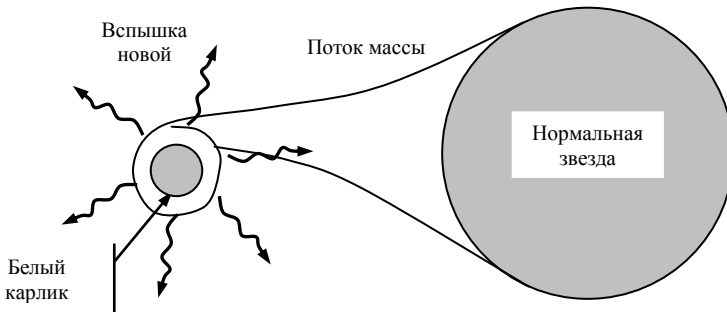


Кривая блеска Новой Лебеда 1975 (V1500 Cygni)

В повторных новых увеличение яркости до некоторой степени меньше, чем на 10 величин, а в карликовых новых от двух до шести величин. Карликовые новые известны также как звезды типа U Geminorum или звезды типа SS Cygni. В обоих типах имеются повторяющиеся вспышки. У повторных новых время между вспышка-

ми порядка нескольких десятков дней, а у карликовых новых 20 – 600 дней. Интервал между вспышками зависит от силы вспышки: сильнее вспышка, дольше время до следующей. Увеличение яркости грубо пропорционально логарифму интервала. Возможно, что обыкновенные новые подчиняются такой же связи. Однако их амплитуды намного больше, так что время между вспышками должно быть тысячи или миллионы лет.

Наблюдения показали, что все новые есть члены тесных двойных систем. Одна компонента системы является нормальной звездой, а другая белым карликом, окруженным газовым кольцом. Нормальная звезда заполняет свою полость Роша, и вещество с нее перетекает на белый карлик. Когда достаточное количество массы собирается на поверхности белого карлика, водород взрывоподобно воспламеняется и внешняя оболочка сбрасывается. Яркость звезды быстро растет. С расширением сброшенной оболочки температура звезды падает, и светимость постепенно уменьшается. Однако взрыв не останавливает перетекание массы со звезды-компаньона, и постепенно белый карлик накапливает новый материал для следующей вспышки.



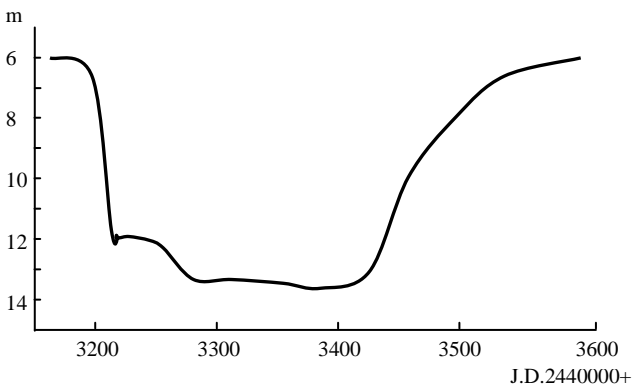
В спектре новой могут наблюдаться эмиссионные линии и линии поглощения от расширяющейся газовой оболочки. Доплеровский сдвиг соответствует скорости расширения около 1000 км/сек . Когда газовая оболочка рассеивается, ее спектр становится спектром типичной диффузной эмиссионной туманности. Расширяющуюся оболочку вокруг новой можно также иногда увидеть непосредственно на фотоснимках.

Значительная часть новых в нашей Галактике скрыта межзвездными облаками, и их число поэтому трудно оценить. В галактике

Андромеды наблюдается 25 – 30 вспышек новых ежегодно. Число карликовых новых намного больше. Кроме рассмотренных новых имеются новоподобные переменные, обладающие многими свойствами новых, такими как эмиссионные линии от окружающего звезду газа и быстрые колебания яркости. Эти переменные, некоторые из которых являются *симбиотическими звездами*, есть тесные двойные с перетеканием массы. Газ, истекающий с главного компаньона, бомбардирует газовый диск вокруг вторичного компаньона, делая его горячим пятном, но не доводя его до вспышки новой.

Очень интересной переменной является η Carinae. В начале 19-го столетия η Carinae была одной из ярчайших звезд на небе (второй после Сириуса). Около середины столетия она быстро ослабла до 8-й величины, но в течение 20-го столетия стала несколько ярче. При вспышке в 1843 г. звезда выбросила расширяющуюся туманность, которая получила название «Гомункулус». В настоящее время это звезда шестой величины, окруженная толстой, обширной оболочкой пыли и газа. Окружающее звезду пылевое облако является ярчайшим инфракрасным источником на небе вне солнечной системы. Энергия, излучаемая η Carinae, поглощается туманностью и переизлучается в инфракрасных волнах. Неизвестно, относится ли η Carinae к новым, или это очень молодая звезда, которая не может эволюционировать нормальным образом из-за очень толстого облака, окружающего ее.

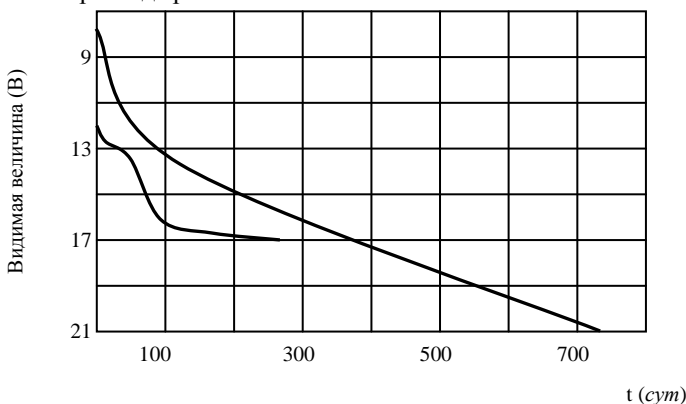
Звезды типа R Coronae Borealis (R Северной Короны) имеют «обратные новой» кривые блеска. Их яркость может упасть почти на 10 величин и оставаться низкой годы, прежде чем звезда поярчает до своей нормальной светимости.



Например, сама R CrB имеет величину 5.8, но может угаснуть до величины 14.8. На рисунке показано падение ее яркости в 1977 – 1978 гг. Этому явлению может быть дано следующее объяснение. Звезды типа R CrB богаты углеродом, и угасание происходит, когда углерод конденсируется в окружающей звезду пылевой оболочке.

Сверхновые. Звезды с самыми большими колебаниями яркости называются сверхновыми. За несколько дней их яркость может возрасти более чем на 20 величин, т.е. светимость может возрасти в сотни миллионов раз. После максимума имеется медленный спад, продолжающийся несколько лет.

Сверхновые являются взрывающимися звездами. При взрыве сбрасывается газовая оболочка. Скорость ее расширения около 10000 км/сек. Расширяющаяся газовая оболочка остается видимой тысячи лет. В Млечном Пути было открыто несколько десятков остатков таких сверхновых. Остаток может быть нейтронной звездой или черной дырой.



Кривые блеска двух типов сверхновых. Выше – SN 1972e, тип 1, а ниже – SN 1970g, тип 2.

Сверхновые на основе их кривых блеска разбивают на два типа. Сверхновые 1-го типа угасают правильным образом, почти экспоненциально. Спад сверхновой 2-го типа менее правильный, а ее максимальная светимость меньше. Причина такого различия в том, что есть два совершенно разных вида взрывающихся звезд. Сверхновые 1-го типа производятся старыми, с низкой массой, звездами; сверхновые 2-го типа – молодыми, массивными звездами.

Мы уже видели, что имеется несколько возможных путей, которыми звезда может прийти к взрыву в конце своей эволюции. Сверхновые 2-го типа являются естественным концом эволюции одиночных звезд. Сверхновые 1-го типа имеют массу порядка массы Солнца и должны были бы закончить свой жизненный путь как белые карлики. Однако если звезда собирает массу с компаньона, она будет подвергаться повторяющимся вспышкам новой. Часть собранного вещества будет тогда превращаться в гелий, или в углерод и кислород, и будет накапливаться на звезде, увеличивая ее массу. В конце концов, масса звезды может превысить предел Chandrasekara. Тогда звезда сколлапсирует и взорвется как сверхновая.

В нашей Галактике наблюдалось, по крайней мере, шесть взрывов сверхновых. Наиболее известными являются «звезда-гостья», наблюдавшаяся в Китае в 1054 г. (чей остаток есть Крабовидная Туманность), сверхновая Тихо Браге (1572 г.) и сверхновая Кеплера (1604 г.). На основе наблюдений других спиральных галактик предсказывается интервал между взрывами сверхновых в Млечном Пути около 50 лет. Некоторые взрывы будут спрятаны темным веществом, но 380-летний перерыв после последнего наблюдаемого взрыва сверхновой является необычно долгим.

В феврале 1987 г. вспыхнула сверхновая в Большом Магеллановом Облаке. Это была сверхновая 2-го типа, SN 1987A. Она оказалась ярчайшей сверхновой за 383 года. После первого обнаружения SN 1987A подробно изучалась всеми имеющимися в наличии средствами. Хотя общие идеи о финальных стадиях звездной эволюции были подтверждены, имеются некоторые осложнения. Так, например, звезда-прародитель была скорее голубым, чем красным гигантом как ожидалось, возможно из-за более низкого обилия тяжелых элементов в Большом Магеллановом Облаке в сравнении с таковым в Солнце. Коллапс ее ядра освободил огромное количество энергии в виде пучка нейтрино, который был обнаружен в Японии и США. Количество освобожденной энергии указывает на то, что остаток от взрыва должен быть нейтронной звездой. Но к февралю 1996 г. этот остаток еще не был обнаружен.

Примеры

1. *Наблюденный период цефеиды 20 дней, а ее средняя видимая величина $m = 20$.*

Из зависимости «период – светимость» можно найти, что ее абсолютная величина приблизительно $M = -5$. Теперь можно найти расстояние до цефеиды

$$r = 10 \cdot 10^{\frac{m-M}{5}} = 10 \cdot 10^{\frac{20+5}{5}} = 10^6 \text{ пс} = 1 \text{ Мпс}.$$

2. Яркость цефеиды изменяется на 2 величины. Если эффективная температура в максимуме есть 6000К, а в минимуме – 5000К, то во сколько раз изменяется радиус?

Светимость изменяется между

$$L_{\max} = 4\pi R_{\max}^2 \sigma T_{\max}^4 \quad \text{и} \quad L_{\min} = 4\pi R_{\min}^2 \sigma T_{\min}^4.$$

Различие в величинах есть

$$\Delta m = -2.5 \lg \frac{L_{\min}}{L_{\max}} = 5 \lg \frac{R_{\min}}{R_{\max}} - 10 \lg \frac{T_{\min}}{T_{\max}}.$$

Это дает

$$\lg \frac{R_{\min}}{R_{\max}} = -0.2 \Delta m - 2 \lg \frac{T_{\min}}{T_{\max}} = -0.4 - 2 \lg \frac{5000}{6000} = -0.24,$$

Следовательно

$$\frac{R_{\min}}{R_{\max}} = 0.57.$$

11. КОМПАКТНЫЕ ЗВЕЗДЫ

В астрофизике те звезды, в которых плотность вещества намного больше, чем в обычных звездах, известны как компактные объекты. Сюда включают белые карлики, нейтронные звезды и черные дыры. В дополнение к очень высокой плотности компактные объекты характеризуются тем фактом, что ядерные реакции в их недрах полностью остановились. Следовательно, они не могут противостоять силе гравитации тепловым давлением газа. В белых карликах и нейтронных звездах действие гравитации удерживается давлением вырожденного газа. В черных дырах сила гравитации полностью доминирует и сжимает звездное вещество до бесконечной плотности.

11.1. Белые карлики

Первым из открытых белых карликов был Sirius B, компаньон Сириуса. Необычная природа Сириуса B была осознана в 1915 г., когда было обнаружено, что его эффективная температура очень высока (около 10000К). При этом масса Сириуса B оказалась равной массе Солнца. Следовательно, светимость этой звезды, если бы она имела размеры Солнца, должна была бы в 10 раз превосходить солнечную. Наблюдается же светимость в 400 раз меньшая солнечной, что ниже ожидаемой более чем в 4 тысячи раз. Слабая яркость этого объекта объясняется тем, что у него очень малый радиус, слегка меньше, чем радиус Земли. Следовательно, его плотность чрезвычайно большая.

Высокая плотность Сириуса B была подтверждена в 1925 г., когда было измерено гравитационное красное смещение его спектральных линий. Это измерение послужило также наблюдательным подтверждением ОТО.

Белые карлики встречаются и как одиночные звезды и в составе двойных систем. Их спектральные линии уширены сильным гравитационным полем на поверхности звезды. У некоторых белых карликов спектральные линии еще больше расширены вследствие быстрого вращения. Наблюдаются также сильные магнитные поля. Так как белый карлик не имеет внутренних источников энергии, он будет медленно охлаждаться, меняя свой цвет от белого до красного и, наконец, до черного. В Млечном Пути должно быть большое число невидимых черных карликов.

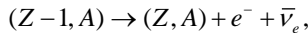
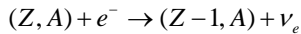
Радиус вырожденных звезд обратно пропорционален кубическому корню из их массы. В отличие от нормальных звезд, в этом случае с ростом массы радиус уменьшается.

11.2. Нейтронные звезды

Мы уже видели, что при $M > M_{Ch}$ белый карлик не может существовать как устойчивый объект, поскольку сила давления вырожденного газа оказывается неспособной противостоять гравитации. Звезда быстро коллапсирует, и этот коллапс может привести к возникновению нейтронной звезды.

Важной реакцией в течение финальных стадий звездной эволюции является так называемый УРКА-процесс, который производит большую эмиссию нейтрино без воздействия на состав вещества. Он был предложен в 1940 г. Шёнбергом и Гамовым. УРКА-процесс был изобретен в Рио-де-Жанейро и назван так в честь местного казино. По-видимому, деньги в казино «УРКА» исчезали точно так же, как энергия исчезала из недр звезд в форме нейтрино. Утверждают, что казино было закрыто властями, когда эта аналогия стала известна.

УРКА-процесс состоит из следующих реакций

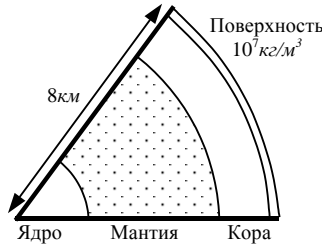


где Z есть число протонов в ядре, A – массовое число, e^- – электрон, ν_e и $\bar{\nu}_e$ – электронное нейтрино и антинейтрино.

Когда электронный газ вырождается, последняя реакция подавляется принципом запрета Паули. В результате протоны в ядрах преобразовываются в нейтроны. При росте числа нейтронов энергия их связи в ядрах уменьшается. При плотностях около $4 \times 10^{14} \text{ кг} / \text{м}^3$, нейтроны начинают вытекать из ядер, а при плотностях $10^{17} \text{ кг} / \text{м}^3$ ядра распадаются совсем. Вещество звезды будет тогда состоять из нейтронной «каши» с примесью около 0.5% электронов и протонов.

Нейтронные звезды противостоят гравитации давлением вырожденного нейтронного газа, точно так же как белые карлики – электронным давлением. Уравнение состояния остается таким же, за исключением того, что масса электрона заменяется массой нейтрона, и что средний молекулярный вес определяется относительно числа свободных нейтронов. Так как газ состоит почти полностью

из нейтронов, средний молекулярный вес будет приблизительно равен единице.



Структура нейтронной звезды. Кора является твердым веществом, а мантия – сверхтекучая нейтронная жидкость, плотность которой $10^{17} - 10^{18} \text{ кг/м}^3$.

Типичные диаметры нейтронных звезд порядка 10 км. В отличие от обычных звезд они имеют хорошо определяемую твердую поверхность. Толщина атмосферы над ней составляет всего несколько сантиметров. Верхняя кора является металлической твердью с плотностью, быстро растущей внутрь. Большая часть звезды является нейтронной сверхтекучей жидкостью, а в центре, где плотность превышает 10^{18} кг/м^3 , могут быть твердые ядра более тяжелых частиц (*гиперонов*).

Теория нейтронных звезд была развита в 1930-х годах, но первые наблюдения удалось сделать лишь в 1960-х. В это время были открыты и идентифицированы как нейтронные звезды быстро пульсирующие радиисточники – *пульсары*. В 1970-х годах нейтронные звезды наблюдались также как *рентгеновские пульсары* и *рентгеновские барстеры*.

Пульсары. Пульсары были открыты в 1967-м году А. Хьюишем и Д. Белл (Кембридж, Англия), когда они зарегистрировали приходящие с неба резкие правильные радиопульсы. С тех пор было открыто множество пульсаров с периодами пульсаций от 0.0016 сек (для пульсара PSR 1937+214) до нескольких секунд.

Наиболее известный пульсар расположен в Крабовидной Туманности. Эта маленькая туманность в созвездии Тельца была обнаружена французским астрономом Шарлем Месье в середине 18-го столетия и стала первым объектом в каталоге Месье (M1). В 1948 г.

она была идентифицирована как сильный радиоисточник, а в 1964 г. – как рентгеновский источник. Пульсар был открыт в 1968-м. В последующий год он был обнаружен в оптическом диапазоне.

Нейтронные звезды трудно изучать в оптическом диапазоне, так как их светимость в видимой области очень мала (около $10^{-6} L_{\odot}$).

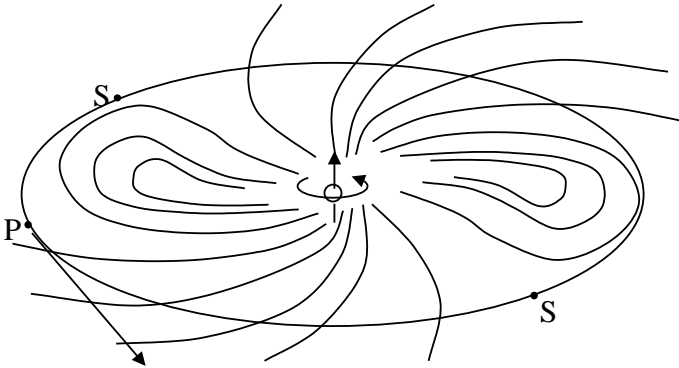
Например, Vela-пульсар имеет видимую величину около 25^m . Это делает его одним из слабейших объектов, когда-либо наблюдавшихся. В радио области он является очень сильным пульсирующим источником. Некоторые пульсары ярко светят в гамма-лучах.

Образующаяся при взрыве и коллапсе сверхновой нейтронная звезда будет вначале быстро вращаться. Виновником этого является закон сохранения момента количества движения. Именно он при взрыве сверхновой во много раз увеличивает скорость вращения ее остатка – пульсара. Действительно, в процессе коллапса масса, оставшаяся после взрыва звезды, не меняется, а радиус уменьшается примерно в сто тысяч раз. Но момент количества движения, равный произведению экваториальной скорости вращения на массу и на радиус, остается прежним. Масса не меняется, следовательно, скорость должна увеличиться в те же сто тысяч раз. За несколько часов звезда сядет в устойчивое равновесие, обращаясь вокруг своей оси несколько сотен раз в секунду.

Вторым важным следствием законов сохранения является наличие у нейтронной звезды мощного магнитного поля. Дело в том, что величина магнитного потока на поверхности звезды равна произведению величины напряженности магнитного поля на квадрат радиуса звезды. Эта величина строго постоянна. Поэтому при сжатии звезды магнитное поле должно сильно увеличиться. Насколько сильно – можно увидеть из следующего сравнения. На поверхности Земли напряженность магнитного поля есть величина порядка одного гаусса. В физической лаборатории можно получить магнитные поля величиной в миллион гаусс. На поверхности белых карликов напряженность магнитного поля достигает ста миллионов гаусс. Вблизи черных дыр эта величина уже порядка десяти миллиардов гаусс. На поверхности нейтронной звезды напряженность поля может составлять сотни тысяч миллиардов гаусс.

Происхождение радиоимпульсов можно понять, если магнитное поле наклонено на угол 45° – 90° относительно оси вращения. Нейтронная звезда окружена мощной магнитосферой, плазменным облаком, в котором частицы связаны с магнитным полем и вращаются вместе с ним. В результате взаимодействия магнитного поля

пульсара с окружающей его магнитосферой образуются узкие пучки направленного излучения. Так как звезда вращается, это излучение ометается вокруг нее подобно лучу маяка, и, попадая в поле нашего зрения, наблюдается как быстрые импульсы.



Магнитное поле вокруг вращающейся нейтронной звезды сносит с нее плазму. На некотором расстоянии скорость плазмы приближается к скорости света. На этом расстоянии излучающие области S испускают излучение узким, направленным вперед пучком. Излучение от точки P попадает к наблюдателю, расположенному в направлении стрелки.

Быстрое вращение радиопульсара в начале его жизни вызывает не только радиоизлучение. Значительная часть энергии уносится также релятивистскими частицами.

Из-за эмиссии электромагнитного излучения, нейтрино, частиц космических лучей и, возможно, гравитационного излучения, угловой момент нейтронной звезды будет постоянно уменьшаться. Вследствие этого период пульсаров будет постоянно расти. Это свойство вращающихся нейтронных звезд было сначала предсказано теоретиками, а затем подтверждено экспериментально. Кроме этого иногда наблюдаются неожиданные малые скачки в периоде, что должно быть признаком быстрого движения массы в коре нейтронной звезды («звездотрясение») или в ее окрестностях.

Первым из пульсаров, принадлежащих двойным системам, был открыт в 1974 г. пульсар PSR 1913+16. Этот пульсар обращается вокруг компаньона, предположительно другой нейтронной звезды, с орбитальным периодом 8^h и имеет эксцентриситет 0.6. Наблюдаемый период импульсов изменяется вследствие доплеровского эф-

фекта, что позволяет определить кривую скорости пульсара. Эти наблюдения могут выполняться очень точно, и поэтому становится возможным исследовать изменения орбитальных элементов системы на интервале в несколько лет. Например, было найдено, что периастрон двойного пульсара вращается со скоростью около 4° в год. Это явление может быть объяснено посредством общей теории относительности. В солнечной системе соответствующее вращение перигелия Меркурия равно $43''$ за столетие.

Двойной пульсар PSR 1913+16 обеспечил также первое сильное свидетельство существования гравитационных волн. За время наблюдений орбитальный период этой системы постоянно уменьшался. Это указывает на то, что система теряет орбитальную энергию со скоростью, которая точно согласуется со значением, предвычисленным общей теорией относительности. Теряемая энергия излучается в виде гравитационных волн.

Рентгеновские пульсары. Рентгеновские пульсары всегда принадлежат к двойным системам. Компаньон, как правило, является ОВ сверхгигантом. В противоположность радиопульсарам период пульсирующей эмиссии рентгеновских пульсаров уменьшается со временем. Это означает, что скорость вращения нейтронных звезд должна возрастать. Периоды импульсов рентгеновских пульсаров значительно длиннее, чем периоды радиопульсаров, от нескольких секунд до десятков минут.

Двойная природа рентгеновских пульсаров дает ключ к пониманию их характерных свойств. Нейтронная звезда, образовавшаяся в двойной системе, представляет собой сначала нормальный радиопульсар. Сильное излучение пульсара не дает газу от компаньона падать на него. Однако когда со временем энергия излучения пульсара уменьшается, перетекающее от компаньона вещество может достичь его поверхности. Падающий на нейтронную звезду газ будет «стекать» по магнитным силовым линиям к полюсам. Именно там, в сравнительно небольших участках размером порядка километра, рождается мощнейшее рентгеновское излучение. Излучение производят релятивистские и обычные электроны, движущиеся в магнитном поле пульсара. Угловой момент падающего газа повышает также скорость вращения пульсара.

Рентгеновские барстеры. В некоторых случаях, когда магнитосфера нейтронной звезды находится близко к ее поверхности, веще-

ство начинает там накапливаться, образуя своего рода оболочку звезды. В этой оболочке могут создаться благоприятные условия для термоядерного взрыва, который наблюдается как вспышка (по-английски – *burst*). Рентгеновские барстеры являются неправильными переменными, показывающими случайные вспышки подобно карликовым новым. Типичные интервалы между вспышками несколько часов или дней, но известны также более быстрые барстеры. Сила вспышки, похоже, зависит от промежутка времени между ними. Источником излучения рентгеновских барстеров не может быть вспышка водорода, так как максимум излучения находится в рентгеновской области. Объяснить наблюдаемую картину можно предположив, что барстеры являются двойными системами подобно карликовым новым, но содержащими вместо белого карлика нейтронную звезду. Газ от компаньона оседает на поверхности нейтронной звезды, где водород «выгорает» в гелий. Когда растущая оболочка гелия достигает критической температуры, она превращается в углерод посредством быстрой гелиевой вспышки. Так как в этом случае не имеется толстых демпфирующих внешних слоев, вспышка выглядит как всплеск рентгеновского излучения.

Такое же объяснение используется для всплесков гамма излучения, очень коротких и резких γ -импульсов, приходящих от нейтронных звезд. Спутниковые наблюдения показали, что γ -всплески почти равномерно распределены на небе, в отличие от известных нейтронных звезд. Поэтому вопрос их происхождения остается открытым.

11.3. Черные дыры

Мы уже видели, что имеется верхний предел для массы нейтронной звезды – масса Оппенгеймера – Волкова, выше которой даже давление вырожденного нейтронного газа не может сопротивляться гравитационной силе. Точное значение этой верхней границы массы трудно вычислить теоретически, так как она зависит от недостаточно известной вероятности взаимодействия частиц, но оно оценивается в $1.5 - 2M_{\odot}$.

Если масса звезды превышает M_{OV} , и если она не теряет массу в процессе своей эволюции, она не может больше достичь какого-либо устойчивого финального состояния. Сила гравитации будет превосходить все другие силы, и звезда сколлапсирует в черную дыру.

Черная дыра называется черной, потому что даже свет не может ее покинуть. Впервые на возможность существования настолько массивных тел, что свет не мог бы оторваться от их поверхности, указали еще в конце 18-го столетия Д. Митчел и П. Лаплас. Согласно классической механике, скорость отрыва от тела радиуса R и массы M есть

$$v_e = \sqrt{\frac{2GM}{R}}.$$

Эта величина будет больше скорости света, если радиус становится меньше критического радиуса

$$R_s = \frac{2GM}{c^2}.$$

Такое же значение для критического радиуса (*Шварцшильдовский радиус*) было получено из общей теории относительности К.Шварцшильдом. Чтобы получить более наглядное представление о численном значении радиуса Шварцшильда, отметим, что для Земли он равен всего восьми миллиметрам. То есть, если сжать Землю до такого размера, она превратится в объект, который в наше время называют черной дырой. Для Солнца $R_s \approx 3\text{км}$. Однако, при нормальной звездной эволюции массы Солнца недостаточно, чтобы оно стало черной дырой. Из-за того, что масса черной дыры, образующейся при звездном коллапсе, должна быть больше, чем M_{ov} , радиус наименьших черных дыр, образующихся таким способом, около 5 – 10 км.

Свойства черных дыр изучаются на основе общей теории относительности. В теории относительности каждый наблюдатель несет с собой свое собственное локальное измерение времени. Если два наблюдателя покоятся относительно друг друга, их часы идут с одинаковой скоростью. В противном случае скорость их часов различна, и видимое течение событий также отличается.

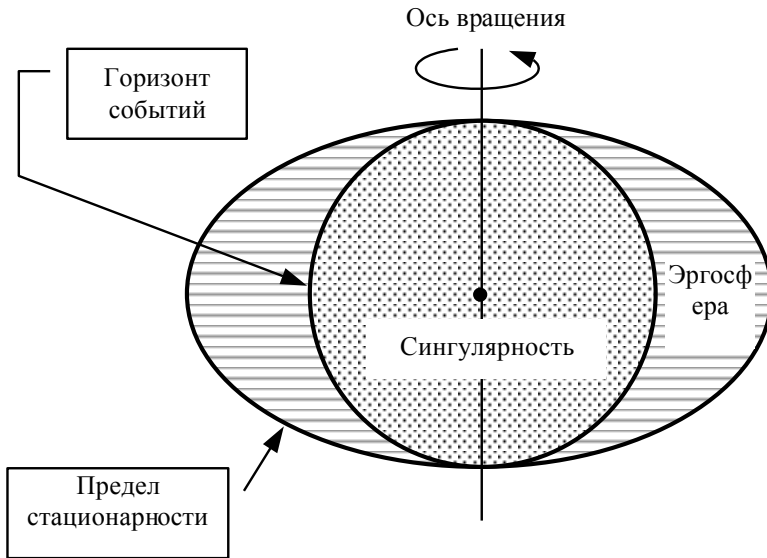
Окружающая черную дыру поверхность с радиусом, равным радиусу Шварцшильда, называется *горизонтом событий*. Никакая информация даже в принципе не может выйти из-под горизонта событий. Около горизонта событий различные определения времени становятся значительными. Наблюдатель, падающий в черную дыру, согласно его собственным часам достигнет центра за конечное время, и не заметит чего-либо особенного, проходя через горизонт событий. Однако для внешнего наблюдателя он выглядит никогда

не достигающим горизонта событий; скорость его падения выглядит уменьшающейся до нуля с приближением к горизонту.

Замедление времени проявляется также как уменьшение частоты световых сигналов. Формула для гравитационного красного смещения в выражении через радиус Шварцшильда может быть записана в виде

$$v_{\infty} = v \sqrt{1 - 2GM / (rc^2)} = v \sqrt{1 - \frac{R_s}{r}} .$$

Здесь v – частота излучения, испущенного на расстоянии r от черной дыры, а v_{∞} – частота, наблюдаемая бесконечно удаленным наблюдателем. Видно, что частота на бесконечности приближается к нулю для излучения, испущенного вблизи горизонта событий.



Черная дыра окружена сферическим горизонтом событий. Вокруг вращающейся черной дыры имеется также сплюснутая поверхность, внутри которой вещество не может оставаться стационарным. Эта область называется эргосферой.

Приливные силы вблизи черной дыры становятся чрезвычайно большими, так что любое вещество, падающее в дыру, будет разорвано на части. Все атомы и элементарные частицы вблизи цен-

тральной точки разрушаются, и финальное состояние вещества в этой точке физике сегодняшнего дня неизвестно. Наблюдаемые свойства черной дыры не зависят от того, как она устроена. Когда звезда сколлапсирует в черную дыру, за горизонтом событий исчезает не только вся информация о составе вещества, но и, например, любое магнитное поле. Все свойства черной дыры полностью определяются тремя наблюдаемыми параметрами: массой, угловым моментом и электрическим зарядом. Никакое другое свойство вещества, участвующего в образовании черной дыры, не передается ей в «наследство».

К. Шварцшильд получил свое решение уравнений ОТО для случая неподвижной черной дыры. В природе этот случай вряд ли имеет место. Если же черная дыра вращается, то вокруг нее образуется область пространства-времени с весьма необычными свойствами, называемая *эргосферой*. Эта область ограничена воображаемой поверхностью, которая называется *пределом стационарности*. Между горизонтом событий и пределом стационарности ничто не может оставаться в покое, там само пространство-время как бы закручивается вокруг оси вращения черной дыры. Процесс вращения дыры приводит к одной удивительной возможности, на которую впервые обратил внимание Р. Пенроуз. Он доказал, что из эргосферы черной дыры можно черпать энергию.

Если какое-то тело попадает в эргосферу и разделяется там на две части таким образом, что одна из них будет двигаться к горизонту событий, а другая в противоположную сторону, то эта вторая часть будет подхвачена гравитационным вихрем эргосферы и выброшена из нее с огромной скоростью. При этом энергия осколка будет превышать первоначальную энергию исходного тела. Вследствие этого, согласно законам сохранения, должна уменьшиться общая энергия дыры. Так как из самой дыры ничего извлечь невозможно по определению, то значит, энергия черпается из эргосферы за счет уменьшения энергии вращения дыры, т.е. замедления ее вращения. Энергия вращения дыры может уменьшаться также при рассеянии на ней электромагнитных волн. Рассеянная волна при определенных условиях может оказаться интенсивнее падающей.

Наиболее поразительный эффект в поведении черных дыр был открыт выдающимся физиком-теоретиком Стивеном Хоукингом.

Дело в том, что к началу 1970-х годов сформировалось следующее представление о черных дырах. Если дыра сформировалась, то все, что попало за горизонт событий, не может выйти обратно. Чер-

ная дыра – область пространства, невидимая для внешнего наблюдателя. Единственный путь для обнаружения черных дыр – изучение их взаимодействия с окружающей материей. Образовавшаяся дыра должна существовать вечно, она вечно поглощает энергию, лишь увеличивая свои размеры и массу. Суть открытия Хоукинга состоит в том, что в сильном поле тяготения черной дыры могут протекать квантовые процессы рождения частиц. Вакуум в черной дыре неустойчив и из него могут рождаться частицы и античастицы, в основном безмассовые: фотоны, нейтрино, гравитоны. При этом возможен случай, когда один из партнеров падает обратно в дыру, а другой покидает окрестность черной дыры с помощью вытекающего из законов квантовой механики туннельного эффекта. Улетающие из черной дыры частицы уносят с собой часть ее энергии. Квантовые процессы совершенно ничтожны для черных дыр, возникающих при коллапсе массивных звезд, но существенны для маломассивных первичных черных дыр, которые могли возникнуть на ранних этапах жизни Вселенной. По мере уменьшения массы черной дыры мощность ее излучения должна расти, и, в конце концов, маленькая дыра породит мощную вспышку жесткого гамма-излучения (последние 10^9 дыра излучает за 0.1 с, что подобно взрыву миллиона мегатонных водородных бомб). В реальных условиях дыры, возникшие из звезд, все время увеличивают свою массу за счет падения в них газа и излучения. Увеличение массы черной дыры при этом обычно мало, но существенно превышает потери за счет квантового испарения.

Черные дыры, возникшие в результате коллапса массивных звезд, могут вызывать своим сильным гравитационным полем бурные процессы при падении в них газа. Такие газовые потоки могут быть особенно мощными, когда на черную дыру, входящую в состав тесной двойной системы, газ перетекает от звезды-гиганта. Газ, нагретый при падении в поле тяготения черной дыры, дает рентгеновское излучение, и по этому излучению дыра может быть обнаружена.

В настоящее время уже открыты некоторые быстро и нерегулярно меняющиеся рентгеновские источники такого типа. Среди них наиболее вероятным кандидатом в черную дыру является Лебедь X-1. Этот объект является меньшим компонентом двойной системы HDE 226868. Большой компонент есть оптически видимый сверхгигант с массой $20-25M_{\odot}$. Вычисленная масса невидимого компо-

нента $10-15M_{\odot}$, что намного больше верхнего предела для нейтронных звезд, и т.о. он должен быть черной дырой.

Верхнего предела для массы черной дыры нет. Множество активных явлений в ядрах галактик можно объяснить наличием там черных дыр с массами порядка миллионов или миллиардов солнечных масс.

Примеры

1. Предположим, что Солнце коллапсирует в нейтронную звезду с радиусом 20 км.

- а) Какая будет средняя плотность нейтронной звезды?
 б) Каким будет период вращения?

Средняя плотность находится как

$$\rho = \frac{M_{\odot}}{(4/3)\pi R^3} = \frac{2 \cdot 10^{30} \text{ кг}}{(4/3)\pi (20 \cdot 10^3)^3 \text{ м}^3} \approx 6 \cdot 10^{16} \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}.$$

Один кубический миллиметр этого вещества будет весить 60 млн кг.

Чтобы получить точное значение периода вращения образовавшейся нейтронной звезды мы должны учесть распределение массы в Солнце и в результирующей звезде. Очень грубые оценки могут быть найдены в предположении, что оба распределения однородны.

Тогда момент инерции будет $I = \frac{2}{5}MR^2$, а угловой момент $L = I\omega$.

Закон сохранения углового момента дает

$$\frac{2}{5}M_{\odot}R_{\odot}^2 \frac{2\pi}{P_{\odot}} = \frac{2}{5}M_{\odot}R^2 \frac{2\pi}{P},$$

откуда

$$P = P_{\odot} \left(\frac{R}{R_{\odot}} \right)^2 = 25^d \left(\frac{20 \cdot 10^3 \text{ м}}{6.96 \cdot 10^8 \text{ м}} \right)^2 = 2.064 \cdot 10^{-8} \text{ д} \approx 0.0018 \text{ сек}.$$

Солнце будет делать более 550 оборотов в секунду.

2. Каким должен быть радиус Солнца, если скорость отрыва от его поверхности превышает скорость света?

Скорость отрыва превышает скорость света, если

$$\sqrt{\frac{2GM}{R}} > c ,$$

или

$$R < \frac{2GM}{c^2} = R_S .$$

Для Солнца имеем

$$R_S = \frac{2 \cdot 6.67 \cdot 10^{-11} \frac{\text{м}^3}{\text{сек}^2 \text{кг}} \cdot 1.989 \cdot 10^{30} \text{кг}}{\left(2.998 \cdot 10^8 \frac{\text{м}}{\text{сек}} \right)^2} = 2950 \text{м} .$$

12. МЕЖЗВЕЗДНАЯ СРЕДА

Вещество и поля, заполняющие межзвездное пространство внутри галактик, называются *межзвездной средой*. Основной составляющей межзвездной среды является межзвездный газ, состоящий примерно на 90% (по числу атомов) из водорода. Он довольно равномерно перемешан с *межзвездной пылью*, составляющей по массе около 1% межзвездной среды, и пронизывается межзвездными *магнитными полями, космическими лучами и электромагнитным излучением*.

Все компоненты межзвездной среды тесно взаимосвязаны. Межзвездный газ в большей или меньшей степени ионизован космическими лучами и жестким электромагнитным излучением и поэтому интенсивно взаимодействует с магнитными полями. Магнитное поле влияет на движение ионов, которые посредством соударений передают это влияние нейтральным атомам и пылинкам. Правда, последние обычно бывают электрически заряжены благодаря фотоэффекту, вызванному УФ-излучением, или «налипанию» электронов. На движение таких пылинок магнитное поле оказывает прямое действие.

Космические лучи и электромагнитное излучение, поглощаемые газом и пылью, нагревают и ионизуют их. В свою очередь межзвездные газ и пыль излучают электромагнитные волны в диапазонах от длинноволнового радиоизлучения до жестких гамма лучей. Давление космических лучей и магнитного поля играет большую роль в крупномасштабной динамике межзвездной среды. В то же время межзвездный газ, участвуя в дифференциальном вращении Галактики, увлекает за собой силовые линии магнитного поля и запутывает их, вызывая тем самым усиление магнитного поля. Космические лучи оказывают влияние на конфигурацию магнитных полей, которые со своей стороны определяют диффузию космических лучей в Галактике. Т.о. каждый компонент межзвездной среды находится во взаимодействии с другими компонентами.

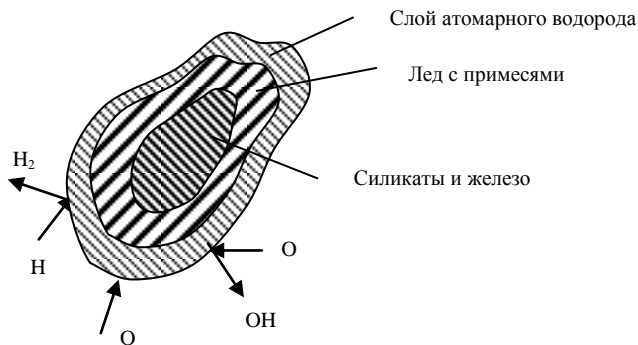
Межзвездная среда тесно связана со звездами и межгалактической средой. Из межзвездного газа образуются звезды, которые на поздних стадиях эволюции снова отдают часть своего вещества межзвездной среде. В результате этого обмена межзвездная среда обогащается создаваемыми в недрах звезд тяжелыми элементами. Звезды поставляют также в межзвездную среду электромагнитное излучение и космические лучи (особенно при взрывах сверхновых

звезд). Часть вещества из межзвездной среды выбрасывается в межгалактическое пространство, а горячий межгалактический газ своим излучением и давлением может оказывать влияние на ионизацию межзвездной среды и ее динамику.

В настоящее время наиболее важные наблюдения межзвездной среды сделаны в радио и ИК-области электромагнитного излучения. Многие виды межзвездного вещества (такие как твердые тела с диаметром более одного миллиметра) почти невозможно обнаружить на основе их излучения или поглощения. Масса этих видов материи может быть даже больше, чем наблюдаемая масса всех других видов вместе взятых. Однако верхний предел полной массы межзвездной материи (так называемый предел Оорта) может быть выведен на основе ее гравитационных эффектов.

12.1. Межзвездная пыль

Межзвездная пыль представляет собой мелкие твердые частицы, рассеянные в межзвездном пространстве. Межзвездная пыль, как и межзвездный газ, концентрируется к галактической плоскости, образуя газово-пылевые облака клочковатой структуры. Размеры крупных газово-пылевых комплексов достигают десятков и сотен парсек, а их масса составляет величины порядка $10^5 M_{\odot}$. Изучение межзвездного поглощения света показывает, что пылинки межзвездной среды несферичны. Крупные пылинки имеют размер 0.1 – 1 мкм и состоят из тугоплавкого ядра и оболочки из летучих элементов. Имеются также очень маленькие силикатные и графитовые частицы, ответственные за поглощение излучения в далекой УФ-области спектра.



На этом рисунке приведено схематическое изображение межзвездной пылинки. Образование тугоплавких частиц происходит в достаточно плотной среде при температурах 500 – 2000К. Этим условиям могут удовлетворять внешние части атмосфер звезд-гигантов и сверхгигантов поздних спектральных классов, оболочки новых и сверхновых звезд, планетарные туманности и газово-пылевые сгущения, из которых возникают протозвезды. Для перехода в твердую фазу необходимо, чтобы газовое давление превысило давление насыщенного пара конденсирующегося вещества. После того как тугоплавкие зародыши частиц возникнут в таких условиях, потоки газа и световое давление перенесут их в более холодные области, где на них оседают более легкоплавкие соединения.

Присутствие в межзвездной среде межзвездной пыли вызывает экстинкцию (ослабление) излучения исследуемых небесных тел. Экстинкция, обусловленная пылью, сильно зависит от направления. Например, видимый свет от галактического центра (расстояние 10 кпс) ослабевает на 30 величин. Поэтому галактический центр невозможно наблюдать в оптическом диапазоне длин волн.

Крупинки пыли, диаметр которых близок к длине волны света, рассеивают его чрезвычайно эффективно. Газ тоже может вызывать экстинкцию рассеиванием, но у него эффективность рассеивания на единицу массы намного меньше. Экстинкция межзвездными частицами может быть обусловлена либо поглощением, либо рассеиванием. При поглощении лучистая энергия преобразовывается в тепловую, которая затем переизлучается в инфракрасных длинах волн, соответствующих температуре пылевых частиц. При рассеивании направление распространения света изменяется, приводя к сокращению его интенсивности в первоначальном направлении распространения.

Выведем теперь выражение для межзвездной экстинкции. Размер, показатель преломления и плотность числа частиц предполагаются известными. Для простоты предположим, что все частицы являются сферами с одинаковым радиусом a и поперечным сечением πa^2 . Истинная экстинкция C_{ext} тогда будет

$$C_{ext} = Q_{ext} \pi a^2,$$

где Q_{ext} – постоянная экстинкции.

Рассмотрим элемент объема длины dl и поперечного сечения dA , нормальный к распространению света. Предполагается, что частицы внутри этого элемента объема не затеяют друг друга. Если

плотность числа частиц есть n , то имеется $n dl dA$ частиц в элементе объема, и они будут покрывать долю $d\tau$ площади dA , где

$$d\tau = \frac{n dA dl C_{ext}}{dA} = n C_{ext} dl .$$

На отрезке длины dl интенсивность поэтому уменьшится на величину $dl = -I d\tau$. Отсюда $d\tau$ может быть идентифицировано как оптическая глубина.

Полная оптическая глубина между звездой и Землей будет

$$\tau(r) = \int_0^r d\tau = \int_0^r n C_{ext} dl = C_{ext} \bar{n} r ,$$

где \bar{n} есть средняя плотность частиц вдоль данного пути.

Ранее мы уже определили, что экстинкция в звездных величинах равна

$$A = (2.5 \lg e) \tau .$$

Следовательно

$$A(r) = (2.5 \lg e) C_{ext} \bar{n} r .$$

Эту формулу можно также обратить, чтобы вычислять n , если другие величины известны.

Постоянная экстинкции Q_{ext} может быть вычислена точно для сферических частиц с данным радиусом и показателем преломления m .

В общем

$$Q_{ext} = Q_{abs} + Q_{sca} ,$$

где Q_{abs} – коэффициент эффективности поглощения, Q_{sca} – коэффициент эффективности рассеивания.

Если мы определим величину $x = 2\pi a / \lambda$, где λ есть длина волны излучения, то $Q_{ext} = Q_{ext}(x, m)$. Точное выражение для Q_{ext} есть разложение в ряд по x , которое сходится более медленно для больших значений x . Когда $x \ll 1$, процесс называется Релеевским рассеиванием, в противном случае он известен как рассеивание Мей.

Помимо экстинкции межзвездная пыль вызывает также другие наблюдаемые явления. Одно из них – покраснение света звезд. Покраснение обусловлено тем фактом, что величина экстинкции становится больше для более коротких длин волн. По этой причине свет от удаленных звезд краснее, чем можно было бы ожидать на

основе их спектрального класса, который определяется по относительной интенсивности спектральных линий, не подверженных экстинкции.

Мы уже знаем, что наблюдаемый колор-индекс $B-V$ звезды есть

$$B-V = M_B - M_V + A_B - A_V = (B-V)_0 + E_{B-V},$$

где $(B-V)_0$ есть истинный колор-индекс звезды, а E_{B-V} - колор-эксцесс. Как уже отмечалось ранее, отношение визуальной экстинкции A_V к колор-эксцессу является приблизительно постоянной величиной

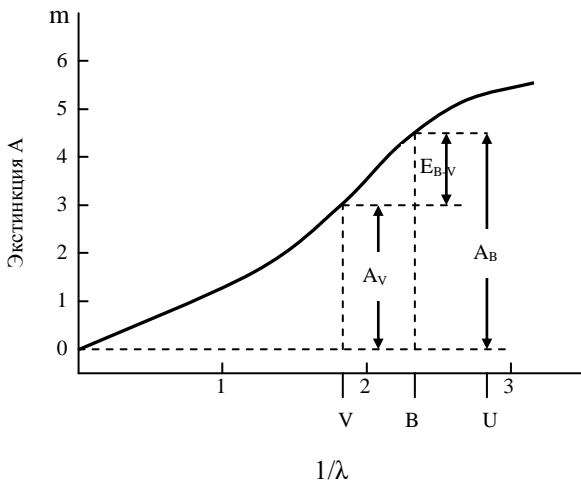
$$R = \frac{A_V}{E_{B-V}} = \frac{A_B - A_V}{A_B - A_V} \approx 3.0.$$

Это отношение не зависит ни от свойств звезды, ни от величины экстинкции, что особенно важно при фотометрических определениях расстояний, так как колор-эксцесс E_{B-V} может быть непосредственно определен из разности между наблюдаемым колор-индексом $B-V$ и истинным колор-индексом $(B-V)_0$, известным из спектрального класса. Тогда можно вычислить экстинкцию

$$A_V \approx 3.0E_{B-V},$$

и, в конечном итоге, расстояние. Так как межзвездная среда далека от однородности, метод, использующий колор-эксцесс, дает намного более достоверное значение, чем использование некоторого среднего значения для экстинкции.

Зависимость экстинкции от длины волны, $A(\lambda)$, можно изучать, сравнивая величины звезд одинакового спектрального класса в различных цветах. Эти измерения показывают, что $A(\lambda) \rightarrow 0$, когда λ становится очень большим. На практике $A(\lambda)$ может быть измерена до длины волны около $2\mu\text{м}$. Далее можно выполнить достаточно достоверную экстраполяцию вплоть до нуля обратного значения длины волны. На рисунке приводится кривая экстинкции $A(\lambda)$ как функция обратной длины волны. На этом же рисунке показано как величины A_V и E_{B-V} , которые нужны для того, чтобы вычислить значение R , находятся из этой кривой экстинкции (или кривой покраснения).



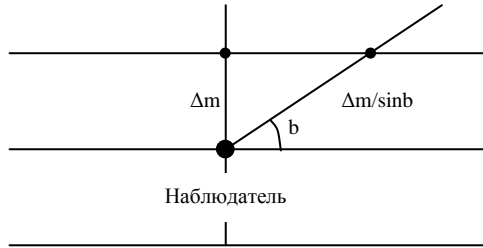
Из этого рисунка видно, что межзвездная экстинкция наибольшая на коротких длинах волн в ультрафиолете и уменьшается для более длинных волн. В инфракрасной области имеется только $\sim 10\%$ оптической экстинкции, а в радиодиапазоне она пренебрежимо мала. Поэтому объекты, невидимые в оптической области, могут изучаться в инфракрасных лучах и на радиоволнах.

Другим наблюдаемым явлением, вызываемым пылью, является *поляризация* света звезд. Так как сферические частицы не могут производить какую-либо поляризацию, частицы межзвездной пыли должны иметь несферическую форму. Если частицы в пылевом облаке упорядочены межзвездным магнитным полем, они будут поляризовать излучение, проходящее через облако. Степень поляризации и ее зависимость от длины волны дают информацию о свойствах пылевых частиц. По направлению поляризации можно составить карту галактического магнитного поля.

В Млечном Пути межзвездная пыль сосредоточена в очень тонком слое (около 100 парсек) в галактической плоскости. Пыль в других спиральных галактиках имеет подобное распределение, и видна непосредственно как темная полоса на диске галактики.

Солнце расположено вблизи центральной плоскости слоя галактической пыли. Поэтому экстинкция в направлении галактической плоскости очень большая, тогда как полная экстинкция в направлении галактических полюсов может быть меньше чем $0.^m1$. Это сказывается на видимом распределении галактик на небе: в высоких

галактических широтах имеется много галактик, тогда как вблизи галактической плоскости есть 20° -ная зона, где едва ли видны какие-либо галактики. Эта пустая область называется *зоной избегания*.



В однородной среде экстинкция в звездных величинах пропорциональна длине пути. Если экстинкция в направлении галактического полюса есть Δm , то экстинкция на галактической широте b будет

$$\Delta m(b) = \Delta m / \sin b .$$

Если галактики однородно распределены в пространстве, то в отсутствие экстинкции число галактик ярче величины m на площадке в 1° было бы

$$\lg N_0(m) = 0.6m + C ,$$

где C есть константа. Однако, из-за экстинкции, галактика, которая имела бы видимую величину m_0 , будет иметь величину

$$m(b) = m_0 + \Delta m(b) = m_0 + \Delta m / \sin b ,$$

где b есть галактическая широта.

Поэтому наблюдаемое число галактик на широте b будет $\lg N(m, b) = \lg N_0[m - \Delta m(b)] = 0.6[m - \Delta m(b)] + C = \lg N_0(m) - 0.6\Delta m(b)$ т.е.

$$\lg N(m, b) = C' - 0.6\Delta m / \sin b ,$$

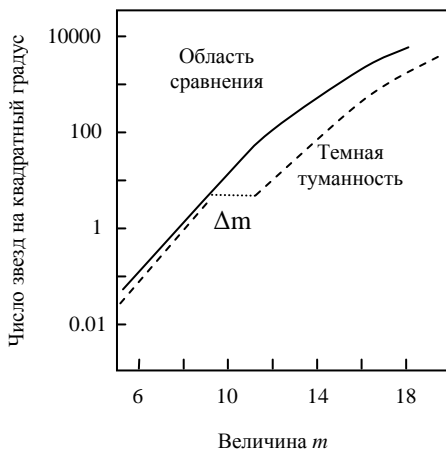
где $C' = \lg N_0(m)$ не зависит от галактической широты. Делая подсчеты числа галактик на различных широтах b можно определить экстинкцию Δm . Значение этой величины, полученное из подсчетов числа галактик, сделанных на Ликской обсерватории, следующее

$$\Delta m_{pg} = 0.^m 51 .$$

Полная вертикальная экстинкция Млечного Пути может быть определена также из колор-эксцессов звезд. Эти исследования при-

водят к намного меньшим значениям экстинкции, около $0.^m1$. В направлении северного полюса экстинкция только $0.^m03$. Рассогласование между двумя значениями экстинкции вероятно в сильной степени обусловлено фактом, что пылевой слой не является в действительности однородным. Если Солнце находится в локальной области низкого содержания пыли, то взгляд в направлении галактических полюсов может почти не встретить препятствий от пыли.

Темные туманности. Наблюдения других галактик показывают, что пыль концентрируется в спиральных рукавах, особенно в их внутренних частях. Помимо этого пыль концентрируется в индивидуальных облаках, которые выглядят как бедные звездами области или темные туманности на фоне Млечного Пути. Примерами объектов такого типа являются темные туманности «Конская голова» в Орионе и «Угольный мешок» в созвездии Южный Крест. Иногда темные туманности образуют расширяющиеся кольцеобразные полосы, а иногда малые, почти сферические объекты, которые Б. Бок назвал глобулами и выдвинул гипотезу, что они являются облаками, только начавшими сжиматься в звезды.



Экстинкция, производимая темной туманностью, может быть проиллюстрирована и изучена посредством диаграммы Волфа, показанной схематически на рисунке.

Диаграмма строится на основе подсчетов числа звезд. Число звезд на квадратный градус в некотором интервале величин (например, между величинами 14 и 15) подсчитывается в облаке и сравнивается с числом звезд вне туманности. В области сравнения число звезд возрастает монотонно в направлении более слабых величин. В темной туманности числа сначала растут таким же образом, но после некоторой предельной величины (на рисунке 10^m), число звезд становится ниже, чем вне облака. Причина этого в том, что более слабые звезды преобладающе находятся позади туманности, и их яркость уменьшается на некоторую постоянную величину Δm (2 величины на рисунке). Более яркие звезды находятся главным образом перед туманностью, и не подвергаются экстинкции.

Отражающие туманности. Если пылевое облако находится вблизи яркой звезды, оно будет отражать ее свет. Поэтому отдельные пылевые облака могут иногда наблюдаться как яркие *отражающие туманности*. Известно около 500 отражающих туманностей.

Богатейшие отражающими туманностями области на небе находятся вокруг Плеяд и вокруг звезды-гиганта Антарес. Сам Антарес окружен большой красной отражающей туманностью. В нескольких градусах северо-западнее пояса Ориона, около большого плотного пылевого облака расположена отражающая туманность NGC 2068. Это одна из ярчайших отражающих туманностей и единственная, включенная в каталог Мессье (M78). Вокруг звезды Мегоре в Плеядах находится отражающая туманность NGC 1435.

Еще одной светлой и хорошо изученной отражающей туманностью является NGC 7023 в Цефее. Она также связана с темной туманностью. Освещающая звезда имеет эмиссионные линии в спектре (спектральный тип Be). Внутри туманности открыты также инфракрасные звезды. Вероятно это область звездообразования.

В 1922 г. Эдвин Хаббл опубликовал фундаментальное исследование светлых туманностей в Млечном Пути. На основе обширных фотографических и спектроскопических наблюдений он смог установить две интересные взаимосвязи. Во-первых, он нашел, что эмиссионные туманности встречаются только около звезд спектрального класса более раннего, чем B0, тогда как отражающие туманности могут быть обнаружены около звезд спектрального класса B1 и более поздних. Во-вторых, Хаббл открыл связь между угловым размером R туманности и видимой величиной m освещающей звезды

$$5 \lg R = -m + const .$$

Поэтому угловой диаметр отражающей туманности больше для более яркой освещающей звезды.

Соотношение Хаббла может быть выведено теоретически, если считать, что освещенность пылевого облака обратно пропорциональна квадрату расстояния до освещающей звезды, и что пылевые облака распределены в пространстве равномерно. Теоретическое соотношение Хаббла дает также выражение для константы в правой части, включающее в себя альбедо и фазовую функцию зернистости.

Наблюдения отражающих туманностей показывают, что альбедо межзвездных гранул должно быть достаточно высоким. Пока нет возможности получить его точное численное значение, так как расстояния между туманностями и освещающими их звездами еще недостаточно хорошо известны.

Можно рассмотреть также поверхностную яркость темных туманностей, которые не настолько близки к звезде, чтобы быть видимыми как отражающие туманности. Эти туманности будут все же отражать диффузный галактический свет от всех звезд Млечного Пути. Вычисления показывают, что отраженный диффузный свет должен наблюдаться, если пылевые зерна имеют большое альбедо, и он действительно наблюдается. Поэтому темные туманности не являются полностью темными. Диффузный галактический свет составляет около 20 – 30% полной яркости Млечного Пути.

Температура пыли. Помимо рассеивания межзвездные гранулы также поглощают излучение. Поглощенная энергия переизлучается гранулами в инфракрасных длинах волн, соответствующих их температуре. Температура пыли в межзвездном пространстве около 10 – 20К. Соответствующая длина волны, согласно закону смещения Вина, есть 300 – 150мкм. Около горячей звезды температура пыли может быть 100 – 600К, а максимальная эмиссия будет тогда на длинах волн 30 – 5мкм. В III областях температура пыли около 70 – 100К.

Все перечисленные пылевые источники излучения были открыты благодаря активному развитию инфракрасной астрономии с начала 1970-х годов. Инфракрасное излучение от ядер нормальных и активных галактик также является в большей части тепловым излучением пыли. Тепловая эмиссия от пыли является одним из

наиболее важных источников инфракрасного излучения в астрономии.

Одним из сильнейших инфракрасных источников на небе является туманность вокруг звезды η Киля. Туманность состоит из ионизованного газа, но инфракрасное излучение от пыли также ясно различимо в ее спектре. В наиболее экстремальных случаях звезда может быть полностью затемнена туманностью, но выдает себя инфракрасным излучением от горячей пыли.

Состав и происхождение пыли. Из максимумов кривой экстинкции можно заключить, что межзвездная пыль содержит водяной лед, силикаты и, вероятно, графит. Размеры гранул можно определить из их рассеивающих свойств; обычно они меньше $1 \mu\text{км}$. Самое сильное рассеивание обусловлено гранулами $\sim 0.3 \mu\text{км}$, но в пыли должны присутствовать также частицы более малых размеров.

Гранулы пыли образуются в атмосферах звезд поздних спектральных классов (К, М). Газ конденсируется в гранулы таким же образом, как вода в атмосфере Земли может конденсироваться в снег и лед. Затем гранулы выбрасываются в межзвездное пространство давлением излучения. Гранулы могут образовываться также при рождении звезды и, возможно, непосредственно из атомов и молекул в межзвездных облаках.

В нижеследующих таблицах приведены главные свойства наполняющих межзвездную среду газа и пыли, а также явления, вызываемые межзвездной средой.

Главные свойства межзвездного газа и пыли

Свойства	Газ	Пыль
Доля массы	10%	0.1%
Состав	HI, HII, H ₂ (70%) He (28%) C, N, O, Ne, Na, Mg, Al, Si, S, ... (2%)	Твердые частицы $d = 0.1 - 1 \mu\text{км}$ H ₂ O (лед), силикаты, графит + примеси
Плотность частиц	1 см^{-3}	$10^{-13} \text{ см}^{-3} = 100 \text{ км}^{-3}$
Плотность массы	10^{-21} кг/м^3	10^{-23} кг/м^3
Температура	100K (HI), 10^4K (HII), 50K (H ₂)	10 – 20K
Метод исследования	Линии поглощения в	Поглощение и рассеи-

вания	звездных спектрах. Оптический: CaI, CaII, NaI, KI, TiII, FeI, CN, CH, CH ⁺ . Ультрафиолетовый: H ₂ , CO, HD. Радиолинии: водород 21см эмиссия и абсорбция; HII, HeII, CII линии рекомбинаций; молекулярные линии излучения и поглощения.	вание света звезд. Межзвездное покраснение. Межзвездная поляризация. Тепловое инфракрасное излучение.
-------	--	---

Явления, вызываемые межзвездной средой

Наблюдаемое явление	Причина
Межзвездная экстинкция и поляризация	Несферические пылевые гранулы упорядочиваются магнитным полем
Темные туманности, неравное распределение звезд и галактик	Пылевые облака
Линии межзвездного поглощения в звездных спектрах	Атомы и молекулы в межзвездном газе
Отражающие туманности	Межзвездные пылевые облака, подсвечиваемые близлежащими звездами
Эмиссия туманностей или областей HII (оптическая, инфракрасная и радиоэмиссия)	Межзвездное газовое и пылевое облако, в котором близлежащая горячая звезда ионизует газ и нагревает пыль до 50 – 100К
Оптический галактический фон (диффузный галактический свет)	Межзвездная пыль подсвечивается суммарным светом всех звезд
Галактическое фоновое излучение:	
а) короткие длины волн ($\lambda < 1\mu$);	Свободно-свободная эмиссия от горячего межзвездного газа
б) длинные волны ($\lambda > 1\mu$)	Синхротронное излучение от электронов, движущихся в магнитном поле

Галактическая эмиссия на волне 21 см	Холодные (100К) межзвездные облака нейтрального водорода (HI-области)
Молекулярные эмиссионные линии (расширенные)	Гигантские молекулярные облака, темные туманности
Точечно-подобные OH, H ₂ O и SiO источники	Мазерные источники около протозвезд и долгопериодические переменные

12.2. Межзвездный газ

Хотя газа в межзвездном пространстве больше, чем пыли (по массе примерно в сто раз), его труднее наблюдать, так как газ не вызывает общую экстинкцию света. В оптической области его можно наблюдать только на основе малого числа спектральных линий.

О существовании межзвездного газа заподозрили в первой декаде 20-го столетия, когда в 1904 г. И. Гартман заметил, что некоторые линии поглощения в спектрах некоторых двойных звезд не имели доплеровского сдвига от движения звезд подобно другим линиям. Был сделан вывод, что эти линии поглощения образуются в газовых облаках, расположенных между Землей и звездами. В спектрах некоторых звезд имелись линии, вероятно образованные в облаках, движущихся с различными скоростями. Наиболее сильными линиями в видимой области были линии нейтрального натрия и однократно ионизованного кальция. В ультрафиолетовой области линии более многочисленны. Сильнейшей является линия водорода Лайман α ($\lambda=121.6\text{нм}$).

На основе оптических и ультрафиолетовых линий было обнаружено, что многие атомы в межзвездном пространстве ионизованы. Эта ионизация обусловлена главным образом ультрафиолетовым излучением от звезд и, до некоторой степени, космическими лучами. Так как плотность межзвездного вещества очень мала, свободные электроны редко встречаются с ионами, и газ остается ионизованным.

Наблюдениями линий поглощения в видимой и ультрафиолетовой областях было открыто около тридцати элементов. С некоторыми исключениями были зарегистрированы все элементы от водорода до цинка (атомный номер 30) и несколько более тяжелых элементов. Подобно звездам, большая часть массы есть водород (около 70%) и гелий (почти 30%). Тяжелые элементы менее обильны, чем в

Солнце и других звездах населения I. Полагают, что они входят в состав пылевых гранул, и потому не производят линий поглощения. Эта интерпретация подтверждается данными наблюдений, что в областях, где количество пыли меньше, чем обычно, обилие элементов в газе более близко к нормальному.

Обилие элементов в межзвездной среде в направлении ζ Змееносца и в Солнце. Обилия даны относительно обилия водорода, которое определяется как 1000000. Последний столбец дает отношение обилия элемента в межзвездной среде и в Солнце.

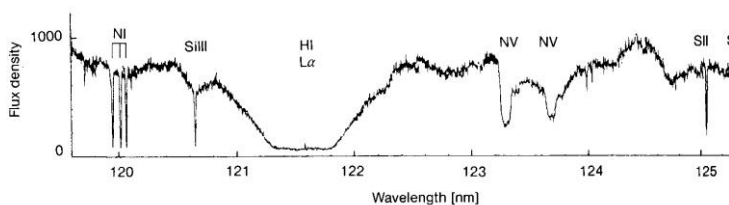
Атомное число	Имя	Химический символ	Межзвездное обилие	Солнечное обилие	Отношение обилий
1	Водород	H	1000000	1000000	1.00
2	Гелий	He	85000	85000	1
3	Литий	Li	0.000051	0.0015*	0.034
4	Бериллий	Be	<0.000070	0.000012	<5.8
5	Бор	B	0.000074	0.0046*	0.016
6	Углерод	C	74	370	0.20
7	Азот	N	21	110	0.19
8	Кислород	O	172	660	0.26
9	Фтор	F	—	0.040	—
10	Неон	Ne	—	83	—
11	Натрий	Na	0.22	1.7	0.13
12	Магний	Mg	1.05	35	0.030
13	Алюминий	Al	0.0013	2.5	0.00052
14	Кремний	Si	0.81	35	0.023
15	Фосфор	P	0.021	0.27	0.079
16	Сера	S	8.2	16	0.51
17	Хлор	Cl	0.099	0.45	0.22
18	Аргон	Ar	0.86	4.5	0.19
19	Калий	K	0.010	0.11	0.094
20	Кальций	Ca	0.00046	2.1	0.00022
21	Скандий	Sc	—	0.0017	—
22	Титан	Ti	0.00018	0.055	0.0032
23	Ванадий	V	<0.0032	0.013	<0.25
24	Хром	Cr	<0.002	0.50	<0.004
25	Марганец	Mn	0.014	0.26	0.055

26	Железо	Fe	0.28	25	0.011
27	Кобальт	Co	<0.19	0.032	<5.8
28	Никель	Ni	0.0065	1.3	0.0050
29	Медь	Cu	0.00064	0.028	0.023
30	Цинк	Zn	0.014	0.026	0.53

*Метеоритное обилие

Атомарный водород. Инструментом изучения межзвездного *нейтрального водорода* являются ультрафиолетовые наблюдения. Сильнейшая межзвездная линия поглощения, как уже упоминалось, есть линия водорода Лайман α . Эта линия соответствует переходу электрона в атоме водорода из состояния с главным квантовым числом $n = 1$ в состояние с $n = 2$. Условия в межзвездном пространстве таковы, что почти все атомы водорода находятся в основном состоянии с $n = 1$. Поэтому линия Лайман α является сильной линией поглощения, тогда как Бальмеровские линии поглощения, которые возникают от возбужденного начального состояния $n = 2$, не наблюдаемы. (Бальмеровские линии сильны в звездных атмосферах с температурой около 10000К, где большое число атомов находится в первом возбужденном состоянии.)

Первые наблюдения межзвездной линии Лайман α были сделаны с ракеты уже в 1967 г. Более обширные наблюдения, содержащие 95 звезд, были получены спутником ОАО 2. Наблюдаемые звезды находились на расстояниях от 100 до 1000 парсек. На рисунке ниже представлены линии межзвездного поглощения в ультрафиолетовом спектре ζ Змееносца. Видно, что наиболее сильной линией является линия водорода Лайман α (эквивалентная ширина более 1нм). Наблюдения были сделаны со спутника «Коперник».



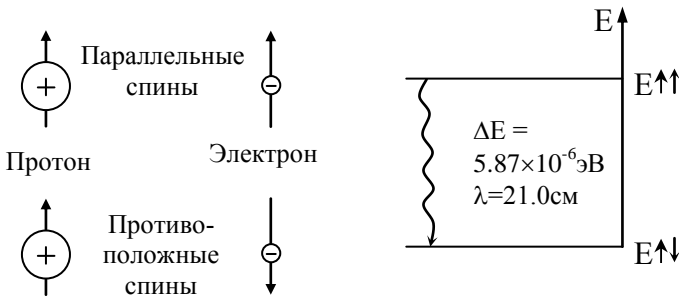
Особенно полезным оказалось сравнение наблюдений линии Лайман α с наблюдениями линии нейтрального водорода $\lambda = 21$ см.

При помощи линии $\lambda = 21\text{см}$ было картографировано распределение нейтрального водорода по всему небу. Однако из этих наблюдений трудно определить расстояния до близлежащих водородных облаков. В наблюдениях же линии Лайман α обычно известно расстояние до звезды, перед которой лежат поглощающие облака.

Выведенная из наблюдений линии Лайман α , средняя плотность газа внутри зоны примерно 1кпс от Солнца равна 0.7атомов/см^3 . Межзвездная линия Лайман α настолько сильна, что может наблюдаться даже в спектрах наиболее близких звезд. Например, она была обнаружена спутником «Коперник» в спектре Арктур, расстояние которого от Солнца всего лишь 11пс . Найденная плотность нейтрального водорода между Солнцем и Арктуром равна $0.02 - 0.1\text{атома/см}^3$. Таким образом, Солнце расположено в сравнительно чистой области, где плотность межзвездной среды меньше 0.1 средней плотности.

Если атом водорода в его основном состоянии поглощает излучение с длиной волны $\lambda < 91.2\text{нм}$, он будет ионизован. Зная плотность нейтрального водорода можно вычислить расстояние, которое может пройти фотон с $\lambda = 91.2\text{нм}$, прежде чем он будет поглощен при ионизации атома водорода. Даже в близкой окрестности Солнца, где плотность исключительно низка, средний пробег 91.2-нм фотона всего лишь около 1пс , а свободный пробег 10-нм фотона – несколько сотен парсек. Поэтому только ближайшая окрестность Солнца может быть изучена в спектральной области дальнего ультрафиолета (XUV).

Линия водорода 21см . Спины электрона и протона в нейтральном атоме водорода в основном состоянии могут быть либо параллельны, либо противоположны. Разность энергий между этими дву-



мя состояниями соответствует частоте 1420.4мгц. Поэтому переходы между этими сверхтонкой структуры энергетическими уровнями будут приводить к возникновению спектральной линии на волне 21.049см. В каждом отдельном атоме такой переход происходит в среднем один раз за 11 млн. лет, но благодаря высокой распространенности атомарного водорода в межзвездной среде радиолния 21см оказывается достаточно интенсивной.

Существование этой линии было теоретически предсказано Хендриком ван де Хальстом в 1944 г., а наблюдали ее впервые Гарольд Ивен и Эдвард Перселл в 1951 г. Изучение этой линии дало больше знаний о межзвездной среде, чем какой-либо другой метод – можно даже говорить о специальной ветви 21-сантиметровой астрономии. Более половины массы галактического межзвездного вещества составляет нейтральный водород в основном состоянии. Его можно исследовать только по излучению в линии 21см. При помощи линии 21см может изучаться спиральная структура и вращение Млечного Пути и других галактик.

Интенсивность излучения на волне 21см содержит непосредственную информацию о числе атомов нейтрального водорода вдоль луча зрения (в столбике сечением 1см^2), а частота и профиль линии дают возможность определить движение водорода относительно наблюдателя. Данные о движении позволяют, в свою очередь, определить расстояние до излучающих объектов, т.е. найти распределение нейтрального водорода в Галактике.

Исследования линии 21см позволили установить, что нейтральный водород в основном заключен в очень тонком ($\sim 220\text{пс}$) и ровном слое около плоскости Галактики. Так как радионаблюдения не подвержены экстинкции, с их помощью можно картографировать распределение плотности нейтрального водорода во всей галактической плоскости. Результаты выполненных наблюдений показывают, что Млечный путь есть спиральная галактика, и что межзвездный водород концентрируется в спиральных рукавах. Средняя плотность межзвездного водорода есть $1\text{атом}/\text{см}^3$, но распределение очень неоднородно. Как правило, водород образует более плотные области размером в несколько парсек, где плотность может быть $10 - 100\text{атомов}/\text{см}^3$. Области, в которых водород преимущественно нейтральный, известны как HI области (в противоположность HII областям ионизованного водорода).

Обычно линии 21см эмиссионная, но может также наблюдаться как линия поглощения, когда через облако проходит свет от яркого

радиоисточника. Одно и то же облако может дать как спектр поглощения, так и эмиссионный спектр. В этом случае можно определить температуру, оптическую толщину и содержание водорода в облаке.

Области ионизованного водорода (НИ области). Во многих уголках космического пространства водород встречается не в виде нейтральных атомов, а в ионизованном виде. В частности, это возможно вблизи горячих О-звезд, которые сильно излучают в ультрафиолете. Если вокруг такой звезды имеется достаточно водорода, он будет виден как эмиссионная туманность, состоящая из ионизованного водорода. Такие туманности известны как НИ области.

Типичной эмиссионной туманностью является большая туманность в Орионе, М42. Она видна даже невооруженным глазом, и является прекрасным зрелищем, когда рассматривается в телескоп. В середине туманности находится группа из четырех горячих звезд, известная как Трапеция, которые можно различить внутри яркой туманности даже при помощи небольшого телескопа. Звезды Трапеции испускают сильное ультрафиолетовое излучение, которое поддерживает газ туманности в ионизованном состоянии.

В противоположность звезде, облако ионизованного газа имеет спектр, в котором доминируют несколько узких эмиссионных линий. Непрерывный спектр областей НИ является слабым. В видимой области особенно сильны эмиссионные Бальмеровские линии водорода. Они образуются, когда атом водорода рекомбинирует в возбужденное состояние, а впоследствии возвращается в основное состояние через последовательность лучистых переходов. Как правило, атом водорода в НИ области остается ионизованным несколько сотен лет. Рекомбинируя, он становится нейтральным на несколько месяцев, прежде чем будет снова ионизован фотоном от близлежащей звезды.

Число рекомбинаций в единичном объеме и за единицу времени пропорционально произведению плотности числа электронов и ионов $n_{rec} \sim n_e n_i$. В полностью ионизованном водороде $n_e = n_i$ и, следовательно, $n_{rec} \sim n_e^2$. Наибольшая часть рекомбинаций будет включать переход $n = 3 \rightarrow 2$, т.е. будет приводить к эмиссии фотона H_α . Поэтому поверхностная яркость туманности в линии H_α будет пропорциональна *мере эмиссии*

$$EM = \int n_e^2 dl ,$$

где интеграл берется вдоль луча зрения сквозь туманность.

Ионизация атома гелия требует больше энергии, чем ионизация атома водорода, и поэтому области ионизованного гелия образуются только вокруг наиболее горячих звезд. В этих случаях большая НП область будет окружать более малую центральную область He^+ или He^{2+} . В спектре туманности будут тогда сильны линии гелия.

Хотя водород и гелий являются главными составляющими облаков, их эмиссионные линии не всегда сильнейшие в спектре. В начале 20-го столетия предположили даже, что некоторые сильные неидентифицированные линии в спектрах туманностей обусловлены новым элементом *небулием*. Однако, в 1927 г. Айра С. Боуэн показал, что это были *запрещенные линии* ионизованного кислорода и азота – O^+ , O^{2+} и N^+ . Запрещенные линии чрезвычайно трудно наблюдать в лаборатории. Вероятности этих переходов очень малы, и при лабораторных плотностях ионы успокоятся из-за столкновений раньше, чем успеют излучить. В чрезвычайно диффузном межзвездном газе столкновения существенно менее часты, и поэтому есть шанс, что возбужденный ион сделает переход в более низкое состояние, испустив фотон.

Из-за межзвездной экстинкции только ближайšie НП области можно изучать в видимом свете. В инфракрасных и радиоволнах могут быть изучены намного более удаленные области. Наиболее важными линиями на радиоволнах являются рекомбинационные линии водорода и гелия. Хорошо изучен водородный переход между энергетическими уровнями 110 и 109 на частоте 5.01 *гигагерц*. Эти линии важны также потому, что с их помощью могут быть определены лучевые скорости, и, следовательно, расстояния до НП областей и до нейтрального водорода (используя закон галактического вращения).

Физические свойства НП областей можно изучать также по их непрерывной радиоэмиссии. Эта эмиссия обусловлена *тормозным излучением* (излучение, испускаемое или поглощаемое в случае, когда свободный электрон ускоряется в поле атомного ядра, но не захватывается. Поскольку тормозное излучение не квантовано, при этом процессе могут излучаться или поглощаться фотоны любой длины волны. Такой процесс называют также свободно-свободным переходом, потому что электрон остается свободным и до и после перехода).

Интенсивность излучения пропорциональна мере эмиссии ЕМ. Тепловое излучение от пыли, находящейся внутри НП областей, дает также сильную инфракрасную непрерывную эмиссию.

НП области образуются, когда горячая О или В звезда начинает ионизировать окружающий ее газ. Ионизация постепенно распространяется от звезды. Из-за того, что нейтральный водород поглощает ультрафиолетовое излучение эффективно, граница между НП областью и нейтральным газом очень резкая. В однородной среде НП область вокруг одиночной звезды будет сферической, образуя так называемую сферу Стрёмгрена. Для В0V звезды радиус сферы Стрёмгрена $50pc$, а для А0V звезды только $1pc$.

Температура НП области выше, чем температура окружающего газа, и поэтому она имеет тенденцию расширяться. Через миллионы лет НП области станут чрезвычайно диффузными, и, в конце концов, соединятся с общей межзвездной средой.

12.3. Межзвездные молекулы

Открытие первых межзвездных молекул датируется 1937 – 1938 гг., когда были обнаружены молекулярные линии поглощения в спектрах некоторых звезд. Были найдены три простые двухатомные молекулы – метилидин СН, его положительный ион CH^+ и циан CN. Позже некоторые другие молекулы были обнаружены в ультрафиолете (например, молекулярный водород H_2 и окись углерода CO). Молекулярный водород есть наиболее распространенная межзвездная молекула, за ним следует окись углерода.

Молекулярный водород. Обнаружение и изучение молекулярного водорода стало одним из наиболее важных достижений УФ-астрономии. Молекулярный водород имеет сильную полосу поглощения на длине волны $105nm$, которую впервые наблюдал в 1970 г. Джордж Р. Каррутерс (George R. Carruthers) при помощи ракеты, но более обширные наблюдения смогли быть проведены только с помощью спутника «Коперник». Наблюдения показали, что значительная часть межзвездного водорода является молекулярной, и что эта часть сильно возрастает для более плотных облаков с более высокой экстинкцией. В облаках с визуальной экстинкцией большей, чем 1^m , по существу весь водород является молекулярным.

Водородные молекулы образуются на поверхности межзвездных гранул, которые действуют как химический катализатор. Пыль так-

же необходима, чтобы заслонить молекулы от звездного ультрафиолетового излучения, которое иначе разрушило бы их. Т.о. молекулярный водород обнаруживается там, где пыль является обильной.

Интересно знать, перемешаны ли газ и пыль, или они образуют отдельные облака и сгущения. УФ-наблюдения дают надежный метод сравнения распределения межзвездного газа и пыли. Количество пыли между наблюдателем и звездой определяется из экстинкции звездного света. Кроме того, в ультрафиолетовом спектре той же звезды могут наблюдаться линии поглощения атомного и молекулярного водорода. Поэтому общее количество водорода (атомный + молекулярный) между наблюдателем и звездой также может быть определено. Наблюдения указывают на то, что газ и пыль хорошо перемешаны. Количество пыли, приводящей к визуальной экстинкции в 1^m , соответствует $1.9 \cdot 10^{21}$ атомов водорода (одна молекула считается как два атома). Отношение массы газа и пыли, полученное таким способом, равно 100.

Радиоспектроскопия. Линии поглощения можно наблюдать только в случае, когда позади молекулярного облака находится яркая звезда. Из-за большой пылевой экстинкции наблюдения молекул в наиболее плотных облаках, где они особенно обильны, невозможно сделать в оптической и ультрафиолетовой спектральных областях. Для таких объектов возможны только радионаблюдения.

Радиоспектроскопия позволила сделать огромный шаг вперед в изучении межзвездных молекул. В начале 1960-х все еще не верилось, что в межзвездном пространстве могут быть более сложные молекулы, чем двухатомные. Думали, что газ слишком диффузный (рассеянный) для того чтобы образовывать молекулы, и любые образовавшиеся молекулы были бы разрушены ультрафиолетовым излучением. Первая молекулярная радиопереходная линия, гидроксильный радикал OH, была открыта в 1963 г. С тех пор было открыто много других молекул. В 1993 г. было обнаружено свыше 80 молекул, наиболее тяжелой была 13-ти атомная молекула HC_{11}N .

Молекулярные линии в радиообласти могут наблюдаться либо в поглощении, либо в эмиссии. Излучение от двухатомных молекул типа CO может соответствовать трем видам энергетических переходов. *Электронные переходы* соответствуют изменениям в электронном облаке молекулы. Они подобны переходам в одиночных атомах, а их длины волн лежат в оптической или ультрафиолетовой области. *Колебательные переходы* соответствуют изменениям в

колебательной энергии молекулы. Обычно они находятся в инфракрасной области. Наиболее важными для радиоспектроскопии являются вращательные переходы, которые есть изменения во вращательной энергии молекулы. Молекулы в их основном состоянии не вращаются, т.е. их угловой момент равен нулю, но они могут возбудиться и начать вращаться при столкновении с другими молекулами. Например, сульфид углерода CS возвращается в свое основное состояние через несколько часов, испуская фотон в миллиметровой области.

В нижеследующей таблице приведены некоторые важные и просто интересные молекулы в порядке их обнаружения в межзвездной среде.

Формула	Название	Спектральный диапазон	Год открытия
CH	Метилидин	Оптический	1937
CN	Циан	Оптический	1940
CH ⁺	Метилидин (ион)	Оптический	1941
OH	Гидроксил	Р 18 см	1963
H ₂ O	Водяной пар	Р 1.4 см	1968
NH ₃	Аммиак	Р 1.3 см	1968
H ₂ CO	Формальдегид	Р 6.2 см	1969
CO	Моноокись углерода	Р 2.6 мм	1970
H ₂	Молекулярный водород	УФ	1970
HCOOH	Муравьиная кислота	Р 18 см	1970
HCN	Синильная кислота	Р 3.4 мм	1970
CH ₃ OH	Метанол (древесный спирт)	Р 36 см	1970
NH ₂ CHO	Формаид	Р 6.5 см	1971
CS	Сероуглерод	Р 2.0 мм	1971
SiO	Моноокись кремния	Р 2.3 мм	1971
H ₂ S	Сероводород	Р 1.8 мм	1972

SO	Моноокись серы	Р 3.0 мм	1973
CH ₃ CH ₂ OH	Этиловый (винный) спирт	Р 2.9 мм	1974
SiS	Сульфид кремния	Р 2.8 мм	1975
SO ₂	Двуокись серы	Р 3.6 мм	1975
C ₂ H ₂	Ацетилен	ИК	1976
CH ₂ CO	Кетен	Р 2.9 мм	1976
C ₂	Двухатомный углерод	ИК	1977
NO	Окись азота	Р 2.0 мм	1978
CH ₃ SH	Метилмеркоптан	Р 3.0 мм	1979
O ₃	Озон	Р 1.5 мм	1980
C ₂ H ₄	Этилен	ИК	1980
HC ₁₁ N	Цианодекапентин	Р 1.3 см	1981
HCl	Хлористый водород	ИК	1985
H ₂ D ⁺	Дейтерированный водород	Р 0.8 мм	1985
(CH ₃) ₂ CO	Ацетон		1987
NH ₂ CH ₂ COOH	Глицин (аминокислота)	Не подтверждено	1996
H ₃ ⁺	Протонизированный водород	ИК 3.67 мкм	1996
CH ₃ COOH	Уксусная кислота	Р 3 мм	1997
CH ₂ OHCHO	Гликольальдегид (сахар)	Р 3 мм	2000

Многие из этих молекул были обнаружены в наиболее плотных облаках, главным образом в облаке Sagittarius B2 в галактическом центре. Наиболее обильную молекулу H₂ невозможно наблюдать на радиоволнах, потому что она не имеет подходящих спектральных

линий. Ее электронные переходы лежат в УФ диапазоне. По ним эта молекула и была открыта в спектрах поглощения горячих звезд. Следующими наиболее обильными молекулами являются окись углерода CO, гидроксильный радикал OH и аммиак NH₃, хотя их количество есть только малая доля от количества водорода. Однако масса межзвездных облаков так велика, что число этих молекул все же значительно. Так, например, облако Sagittarius B2 содержит этилового спирта, CH₃CH₂OH, в количестве вполне достаточном, чтобы наполнить 10²⁸ бутылок водки.

В следующей таблице приведен полный (на середину 2000 г.) список молекул, найденных в межзвездном пространстве и расширяющихся оболочках красных гигантов. При этом не указаны изотопные разновидности молекул. В формулах молекул префикс «l-» означает «линейная», а «c-» – циклическая. Необходимо отметить, что сложные молекулы обнаруживаются только в плотных молекулярных облаках, а в диффузных облаках найдены лишь простейшие молекулы: H₂, HD, CH, OH, NH, C₂, CO, CN, CS.

Межзвездные и околозвездные молекулы

Количество атомов						
2	3	4	5	6	7	≥8
Межзвездные неорганические молекулы (22)						
H ₂	H ₂ O	NH ₃				
OH	H ₂ S	H ₃ O ⁺				
SO	SO ₂					
SiO	HNO					
SiS	NH ₂					
NH	N ₂ H ⁺					
NO	N ₂ O					
NS	H ₃ ⁺					
PN						
HCl						
SO ⁺						
HF						
Межзвездные органические молекулы (76)						
CH ⁺	HCN	H ₂ CO	HC ₃ N	CH ₃ OH	HC ₅ N	HCOOCH ₃
CH	HNC	H ₂ CS	C ₄ H	CH ₃ CN	CH ₃ CCH	CH ₃ C ₃ N
CN	HCO	HNCO	CH ₂ NH	CH ₃ NC	CH ₃ NH ₂	CH ₃ COOH

CO	OCS	HNCS	CH ₂ CO	CH ₃ SH	CH ₃ CHO	H ₂ C ₆
CS	HCO ⁺	c-C ₃ H	NH ₂ CN	NH ₂ CHO	CH ₂ CHCN	CH ₂ OHCH O
C ₂	HOC ⁺	l-C ₃ H	HOCHO	HC ₂ CHO	C ₆ H	CH ₃ OCH ₃
CO ⁺	HCS ⁺	C ₃ N	c-C ₃ H ₂	C ₅ H	c-C ₂ H ₄ O	HC ₇ N
	C ₂ H	C ₃ O	CH ₂ CN	H ₂ CCCC		CH ₃ CH ₂ OH
	C ₂ O	C ₃ S	H ₂ CCC	HC ₃ NH		CH ₃ CH ₂ CN
	C ₂ S	H ₂ CN	HCCNC			CH ₃ C ₄ H
	CH ₂	CH ₃	HNCCC			CH ₃ C ₅ N
	CO ₂	C ₂ H ₂	CH ₄			CH ₃ COCH ₃
		HOCO ⁺	H ₂ COH ⁺			HC ₉ N
		HCNH ⁺				HC ₁₁ N
Межзвездные органические молекулы (22)						
CP	C ₃	HCCN	C ₅	C ₂ H ₄		C ₇ H
SiC	c-SiC ₂	c-SiC ₃	SiH ₄	C ₅ N		C ₈ H
SiN	NaCN		SiC ₄			
NaCl	MgCN					
AlCl	MgNC					
KCl						
AlF						
SH						

Чем больше плотность облака, тем более разнообразные молекулы в нем встречаются, причем каждая из молекул характерна для определенного интервала плотностей. Поэтому наблюдения в линиях CO, OH, NH₃, HCN позволяют заглянуть практически в любую часть облака с разнообразными физическими условиями. Наблюдая несколько линий одной молекулы можно определить изотопный состав газа, его температуру и плотность.

Помимо молекулярного облака Sagittarius B2 наблюдается другое очень богатое молекулярное облако около НП области Orion A, т.е. хорошо известной Туманности Ориона M42.

Внутри НП областей молекул нет, так как они быстро бы распались под воздействием высокой температуры и сильного ультрафиолетового излучения. Около НП областей было найдено три типа молекулярных источников:

- а) большие газовые и пылевые оболочки вокруг НП области;
- б) малые плотные облака внутри этих оболочек;
- с) очень компактные OH и H₂O мазерные источники.

Большие оболочки были обнаружены первоначально по наблюдениям CO. Были обнаружены также молекулы OH и H₂CO. Как и в темных туманностях, газ в этих облаках есть, вероятно, главным образом молекулярный водород. Из-за большого размера и плотности ($n = 10^3 - 10^4$ молекул/см³) этих облаков, их массы очень большие, 10^5 или даже 10^6 солнечных масс (SgrB2). Они принадлежат к наиболее массивным объектам Млечного Пути.

Пыль в молекулярных облаках может наблюдаться по ее тепловому излучению. Пик этого излучения приходится на длины волн 10 – 100 мкм, соответствующих температуре пыли 30 – 100К.

Некоторые межзвездные облака содержат очень малые *мазерные источники*. В них эмиссионные линии OH, H₂O и SiO могут быть во много миллионов раз сильнее, чем еще где-либо. При этом диаметр излучающих областей всего лишь около 5 – 10 а. е. Условия в этих облаках таковы, что излучение в некоторых спектральных линиях усиливается стимулированной эмиссией, когда оно проходит через облако. Гидроксильные и водяные мазеры встречаются в сочетании с плотными НП областями и инфракрасными источниками, и, похоже, причастны к образованию протозвезд. Мазерная эмиссия (OH, H₂O и SiO) встречается в сочетании с Мира-переменными и некоторыми красными звездами-сверхгигантами. Эта мазерная эмиссия приходит от молекулярной и пылевой оболочки вокруг звезды, которая приводит к наблюдаемому инфракрасному эксцессу.

12.4. Образование протозвезд

Масса Млечного Пути равна примерно 10^{11} солнечных масс. Так как возраст нашей галактики примерно 10^{10} лет, звезды образуются со средней скоростью $10M_{\odot}$ за год. Эта оценка является верхним пределом для настоящего времени, потому что раньше скорость звездообразования должна была быть намного выше. Лучшую оценку скорости звездообразования можно сделать, основываясь на наблюдаемом числе O-звезд, так как их время жизни всего лишь около миллиона лет. Отсюда заключили, что в настоящее время новые звезды образуются в Млечном Пути со скоростью примерно три солнечных массы в год.

Теперь полагают, что звезды образуются внутри больших плотных межзвездных облаков, расположенных главным образом в спиральных рукавах Галактики. Под действием собственной гравитации облако начинает сжиматься в те части, которые станут прото-

звездами. Наблюдения показывают, что звезды образуются не индивидуально, а большими группами. Молодые звезды обнаруживают в рассеянных скоплениях и в разреженных ассоциациях, содержащих, как правило, несколько сотен звезд, которые должны были образоваться одновременно.

Теоретические вычисления подтверждают, что образование одиночных звезд почти невозможно. Межзвездное облако может сжиматься только тогда, когда его масса достаточно велика, чтобы гравитация сокрушила давление. Предельной массой является масса Джинса, задаваемая соотношением

$$M_J \approx 3 \times 10^4 \sqrt{\frac{T^3}{n}} M_\odot,$$

где n есть плотность в атомах/м³.

В типичном межзвездном облаке нейтрального водорода $n = 10^6$, а $T = 100\text{K}$, что дает массу Джинса $30000M_\odot$. В наиболее плотных пылевых облаках $n = 10^{12}$, а $T = 10\text{K}$, и, следовательно, $M_J = 1M_\odot$.

Полагают, что звездообразование начинается в облаках, имеющих несколько тысяч солнечных масс и диаметры около 10пс. Облако начинает сжиматься, но не разогревается, потому что освобождающаяся энергия уносится прочь излучением. С ростом плотности масса Джинса уменьшается. Вследствие этого в облаке образуются отдельные ядра конденсации, которые сжимаются независимо – *фрагменты* облака.

Это сжатие и фрагментация продолжают до тех пор, пока плотность не станет настолько большой, что индивидуальные фрагменты становятся оптически толстыми. Энергия, освобождаемая при сжатии, не сможет больше уноситься прочь, и температура начнет расти. Вследствие этого масса Джинса начинает увеличиваться, дальнейшая фрагментация прекращается, а выросшее давление в существующих фрагментах останавливает их сжатие. Некоторые протозвезды, образованные таким образом, могут также быстро вращаться. Вращающиеся могут расщепляться на две, образуя двойные системы. Дальнейшая эволюция протозвезд была рассмотрена нами ранее.

Хотя представление о том, что звезды образуются в результате коллапса межзвездных облаков является общепринятым, множество деталей процесса фрагментации все еще сильно предположительно. Так, очень неточно известно влияние вращения, магнитных полей и входа энергии. Почему облако начинает сжиматься также не опре-

делено; одна из теорий предполагает, что проход через спиральный рукав сжимает облака и запускает сжатие. Это могло бы объяснить, почему молодые звезды обнаруживаются преимущественно в спиральных облаках Млечного Пути и других галактик. Сжатие межзвездного облака может также инициироваться близлежащей расширяющейся НП областью или взрывом сверхновой.

Пять фаз межзвездного газа

		T, [K]	n, [см ⁻³]
1.	Очень холодные молекулярные газовые облака (преимущественно водород H ₂)	20	> 10 ³
2.	Холодные газовые облака (преимущественно нейтральный атомарный водород)	100	20
3.	Теплый нейтральный газ, обволакивающий более холодные облака	6000	0.05 – 0.3
4.	Горячий ионизованный газ (преимущественно НП области вокруг горячих звезд)	8000	> 0.5
5.	Очень горячий и диффузный ионизованный корональный газ, ионизуемый и разогреваемый взрывом сверхновой	10 ⁶	10 ⁻³

12.5. Планетарные туманности

Яркие области ионизованного газа встречаются не только в сочетании с вновь образованными звездами, но и вокруг звезд в поздних стадиях их эволюции. Среди них так называемые *планетарные туманности* – газовые оболочки вокруг небольших горячих голубых звезд. Как мы уже видели, рассматривая звездную эволюцию, неустойчивость может привести к стадии гелиевого горения. Некоторые звезды начинают пульсировать, а у некоторых вся внешняя атмосфера может быть сброшена в пространство взрывным образом. В последнем случае вокруг небольшой и горячей (50000 – 100000K) звезды, ядра первоначальной звезды, будет образована газовая оболочка, расширяющаяся со скоростью 20 – 30км/с.

Планетарные туманности получили такое название в 19-м столетии, так как некоторые малые туманности визуально выглядели похожими на планеты, такие как Уран. Видимый диаметр наименьших

известных планетарных туманностей всего лишь несколько дуговых секунд, тогда как наибольшие туманности, такие как Helix Nebula (Улитка), могут быть до одного градуса в диаметре.

Расширяющийся газ в планетарных туманностях ионизируется ультрафиолетовым излучением от центральной звезды, и его спектр содержит много таких же ярких эмиссионных линий, как спектр НП области. Наиболее яркие эмиссионные линии часто обусловлены запрещенными переходами. Например, зеленый цвет центральной части Кольцевой туманности (Ring Nebula) в Лире обусловлен запрещенными линиями дважды ионизованного кислорода (495.9 и 500.7нм). Красный цвет внешних частей обусловлен α -линией Бальмеровской серии водорода (656.3нм) и запрещенными линиями ионизованного азота (654.8нм, 658.3нм).

Планетарные туманности обычно намного более симметричны по форме, чем большинство НП областей, и они расширяются быстрее. Например, хорошо известная Кольцевая туманность в Лире (M57) заметно расширилась на фотографиях, сделанных с 50-летним интервалом. За несколько десятков тысяч лет планетарные туманности растворяются в межзвездной среде, а их центральные звезды остывают, становясь белыми карликами. Полное число планетарных туманностей в Млечном Пути оценивается в 50000. Около 1000 действительно обнаружены.

12.6. Остатки сверхновых

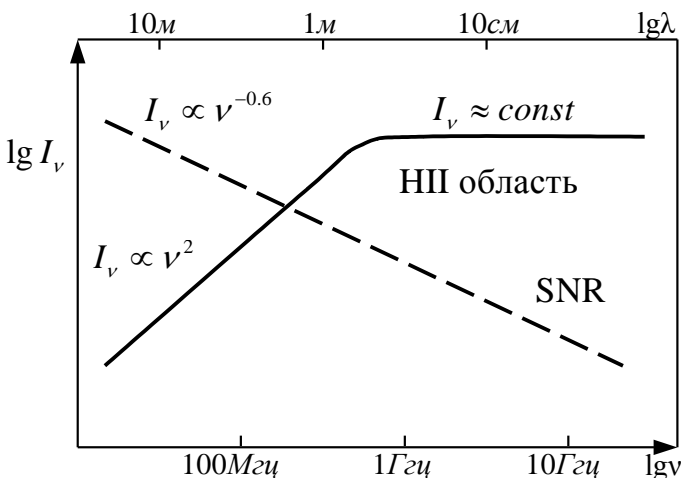
Мы уже видели, что массивные звезды заканчивают свою эволюцию взрывом сверхновой. Коллапс звездного ядра приводит к резкому сбросу внешних слоев, которые становятся тогда расширяющимся газовым облаком.

В Млечном Пути открыто около 120 остатков сверхновых (SNR). Некоторые из них видны оптически как кольцо или неправильная туманность (например, Крабовидная туманность), но большинство обнаруживаются только в радиобласти (так как радиоэмиссия не подвергается экстинкции).

Крабовидная туманность (M1, NGC 1952) в Тельце является остатком взрыва сверхновой, наблюдавшегося в 1054 г. Туманность является также сильным радиоисточником. Ее энергетическим источником является центральная быстровращающаяся нейтронная звезда, пульсар, которая есть сколлапсированное ядро первоначальной звезды.

В радиобласти SNR-ы являются расширяющимися источниками, аналогичными НII областям. Однако, в отличие от НII областей, излучение от SNR-ов часто поляризовано. Другим характерным отличием между этими двумя видами источников есть то, что радиояркость НII областей растет или остается постоянной с увеличением частоты, а радиояркость SNR-источников почти линейно падает.

Радиоспектры типичных НII областей и остатков сверхновых. Излучение НII областей тепловое и подчиняется закону Релея – Джинса, $I_\nu \sim \nu^2$, при длинах волн $\lambda > 1\text{ м}$. В остатках сверхновых интенсивность падает с ростом частоты.



Эти различия обусловлены различными эмиссионными процессами в НII областях и SNR-источниках. В НII области радиоэмиссия есть свободно-свободное излучение от горячей плазмы. В SNR-источниках это есть *синхротронное излучение* от релятивистских электронов, движущихся по спиральям вокруг силовых линий магнитного поля. Синхротронное излучение приводит к непрерывному спектру, охватывающему все волновые области. Например, Крабовидная туманность выглядит голубой или зеленой на цветных фотографиях из-за оптического синхротронного излучения.

В Крабовидной туманности видны также красные нити на ярком фоне. Эта эмиссия есть главным образом линия H_α водорода. Водород в SNR-источнике ионизируется не центральной звездой, как в НII областях, а ультрафиолетовым синхротронным излучением.

Остатки сверхновых в Млечном Пути разделяются на два класса. Один тип имеет ясно выраженную кольцеобразную структуру (например, Кассиопея А или Вуалева туманность (Veil Nebula) в Лебедь); другой тип является неправильным и ярким в середине (подобно Крабовидной туманности). В остатках типа Крабовидной туманности всегда имеется быстровращающийся пульсар в центре. Этот пульсар обеспечивает большую часть энергии остатка непрерывным впрыскиванием релятивистских электронов в облако. Эволюция этого типа SNR-источника отражает эволюцию пульсара, и по этой причине имеет временную шкалу несколько десятков тысяч лет.

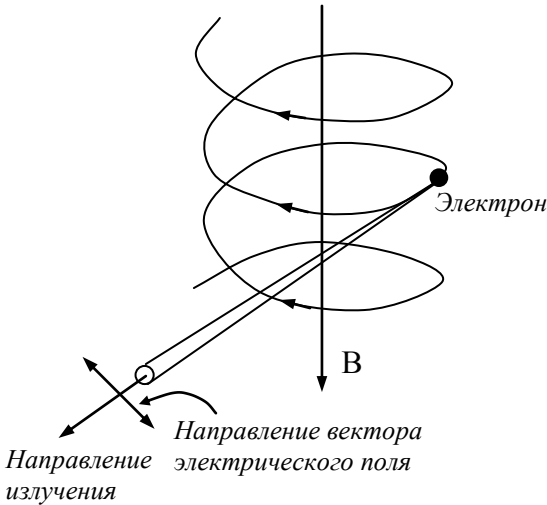
Кольцеобразные SNR-ы не содержат энергетический пульсар; свою энергию они получили от взрыва сверхновой. После взрыва облако расширяется со скоростью 10000 – 20000 км/с. Через 50 – 100 лет после взрыва остаток начинает формировать сферическую оболочку, когда сброшенный газ начинает сметать межзвездный газ, и его внешние слои замедляются. Оболочка расширяется с уменьшающейся скоростью и остывает, пока примерно через 100000 лет не вольтется в межзвездную среду. Два типа остатков сверхновых могут быть соотнесены с двумя типами (I и II) сверхновых.

* *Синхротронное излучение*

Синхротронное излучение впервые наблюдали в 1948 г. Frank Elder, Robert Langmuir и Herbert Pollack, которые проводили эксперименты на синхротроне, в котором электроны ускорялись до релятивистских энергий в магнитном поле. Было замечено, что электроны излучают видимый свет в узком конусе вдоль их мгновенного направления движения. В астрофизике синхротронное излучение было впервые привлечено для объяснения радиоэмиссии Млечного Пути, открытой Карлом Янски в 1931 г. Это излучение имело спектр и большую яркостную температуру на метровых длинах волн (более чем 10^5K), которые несовместимы с обычной тепловой свободно-свободной эмиссией от ионизованного газа. В 1950 г. Ганс Альвен и Николай Герлофсон, также как и Карл-Отто Кипенгауэр, предположили, что галактический радиотон обусловлен синхротронным излучением. Согласно Кипенгауэру высокоэнергетические электроны космических лучей должны испускать радиоизлучение в слабом галактическом магнитном поле. Это объяснение оказалось правильным.

Синхротронное излучение является важным эмиссионным процессом также в остатках сверхновых, радиогалактиках и квазарах. Это нетепловой радиационный процесс, т.е. энергия излучающих электронов не обусловлена тепловым движением.

Происхождение синхротронного излучения схематически показано на рисунке. Магнитное поле заставляет электрон двигаться по спиральной траектории. Электрон т.о. постоянно ускоряется, и будет испускать электромагнитное излучение. Согласно специальной теории относительности, эмиссия релятивистского электрона будет концентрироваться в узком конусе. Подобно лучу маяка этот конус пересекает поле видимости наблюдателя один раз за каждый оборот. Поэтому наблюдатель видит последовательность вспышек излучения очень короткой длительности в сравнении с интервалом



между ними. В полной эмиссии участвует большое число электронов, и отдельные вспышки не могут быть различимы. Когда эта серия импульсов представляется как сумма различных частот (Фурье-преобразование), получается широкий спектр с максимумом в

$$\nu_{\max} = aB_{\perp} E^2,$$

где B_{\perp} есть компонента магнитного поля, перпендикулярная к скорости электрона, а E – его энергия; a – есть константа пропорциональности.

Частоты и длины волн максимума, как функции энергии электрона для типичного напряжения галактического поля 0.5нТ, представлены в таблице:

λ_{\max}	300 [нм]	30 [мкм]	3 [мм]	30 [см]	30 [м]	
ν_{\max}	10^{15}	10^{13}	10^{11}	10^9	10^7	[Гц]
E	6.6×10^{12}	6.6×10^{11}	6.6×10^{10}	6.6×10^9	6.6×10^8	[эВ]

Чтобы производить даже синхротронное радиоизлучение требуются очень энергетические электроны, но известно, что такие присутствуют в космических лучах. В оптическом диапазоне фонового галактического излучения вклад от синхротронного излучения пренебрежим, но, например, в Крабовидной туманности, значительная часть оптической эмиссии обусловлена этим механизмом.

12.7. Горячая корона Млечного Пути

Еще в 1956 г. Л. Спитцер (Lyman Spitzer) показал, что Млечный Путь должен быть окружен большой оболочкой очень горячего газа. Почти два десятилетия спустя спутник «Коперник», чья научная программа направлялась Спитцером, обнаружил наличие этого вида газа, который стали называть *галактическим корональным газом*, по аналогии с солнечной короной. Спутник наблюдал эмиссионные линии, например, пятикратно ионизованного кислорода (OVI), четырехкратно ионизованного азота (NV) и трехкратно ионизованного углерода (CIV). Образование этих линий требует высокой температуры (100000 – 1000000К). На высокую температуру показывало также уширение линий.

Галактический корональный газ распределен по всему Млечному Пути и простирается на несколько тысяч парсек от галактической плоскости. Его плотность порядка 10^{-3} атомов/см³ (вспомним, что средняя плотность в галактической плоскости 1 атом/см³). Поэтому корональный газ похож на море, из которого более плотные и более холодные формы межзвездной материи, такие как нейтральный водород и молекулярные облака, поднимаются как острова. В начале 1980-х аналогичные короны были обнаружены в Большом Магеллановом Облаке и в спиральной галактике М100. Корональный газ является, вероятно, совершенно общей и важной формой материи в галактиках.

Взрывы сверхновых являются, вероятно, источником и коронального газа и его энергии. Когда сверхновая взрывается, она образует горячий пузырь в окружающей среде. Пузыри от соседних сверхновых будут расширяться и сливаться, образуя пенообразную структуру. В дополнение к сверхновым, некоторую энергию корональному газу добавляет звездный ветер от горячих звезд.

12.8. Космические лучи и межзвездное магнитное поле

Космические лучи. Элементарные частицы и атомные ядра, входящие на Землю из космического пространства, называются *космическими лучами*. Они пронизывают все межзвездное пространство с плотностью энергии того же порядка величины, что и излучение от звезд. Поэтому они играют важную роль в ионизации и разогреве межзвездного газа.

Так как космические лучи заряжены, направление их распространения в пространстве постоянно изменяется магнитным полем. Поэтому направление их прибытия не дает информации о месте их происхождения.

Наиболее важными свойствами космических лучей, которые могут наблюдаться с Земли, являются состав их частиц и распределение энергии. Как было отмечено раньше, эти наблюдения должны проводиться в верхней атмосфере или со спутников, так как частицы космических лучей разрушаются в атмосфере.

Главная составляющая космических лучей (около 90%) – ядра водорода (протоны). Второй наиболее важной составляющей (около 9%) являются ядра гелия (α -частицы). Остальные частицы есть электроны и ядра более массивные, чем гелий.

Большая часть космических лучей имеет энергию, меньшую чем 10^9 эВ. Число более энергетических частиц быстро падает с ростом энергии. Наиболее энергетические протоны имеют энергию 10^{20} эВ, но такие частицы очень редки. (На наибольшем ускорителе частиц достигается энергия только 5×10^{11} эВ).

Распределение низкоэнергетических (менее 10^8 эВ) космических лучей не может уверенно определяться с Земли, так как солнечные «космические лучи», высокоэнергетические протоны и электроны, образованные солнечными вспышками, наполняют Солнечную систему и сильно воздействуют на движение низкоэнергетических космических лучей.

Распределение космических лучей в Млечном Пути может быть выведено непосредственно из гамма и радио наблюдений. Столкновения протонов космических лучей с межзвездными атомами водорода приводит к возникновению пионов, которые затем распадаются, образуя γ -лучевой фон. Радиофон образуется электронами космических лучей, которые испускают синхротронное излучение в межзвездном магнитном поле.

И радио и γ -лучевая эмиссия сильно концентрируются к галактической плоскости. Из этого можно сделать вывод, что источники космических лучей также должны располагаться в галактической плоскости. Имеются также индивидуальные пики фона вокруг известных остатков сверхновых. В γ -лучевой области такие пики наблюдаются, например, в Крабовидной туманности и Vela-пульсаре; в радио области имеется большая, почти кольцеобразная, область повышенной эмиссии, так называемая Северная Полярная Шпора (North Polar Spur).

По-видимому, большая доля космических лучей имеет свое происхождение от сверхновых. Действительно, взрыв сверхновой приводит к возникновению энергетических частиц. Наблюдения показывают, что если образуется пульсар, то он будет ускорять окружающие его частицы. Наконец, ударные волны, образованные при взрыве остатком сверхновой, также приведут к возникновению релятивистских частиц.

На основе относительного обилия различных ядер в космических лучах можно вычислить, как долго они пропутешествовали, прежде чем достигли Земли. Было найдено, что типичный представитель космических лучей, протоны, путешествуют с периодом в несколько миллионов лет (и, следовательно, проходят расстояние в несколько миллионов световых лет) от точки их происхождения. Так как диаметр Млечного Пути около 100000 световых лет, протоны пересекают Млечный Путь десятки раз в галактическом поле.

Межзвездное магнитное поле. Силу и направление межзвездного магнитного поля трудно определить надежно. Прямые измерения невозможны, так как магнитные поля Земли и Солнца намного сильнее.

Мы видели, что межзвездные гранулы приводят к возникновению межзвездной поляризации. Для того чтобы поляризовать свет, гранулы пыли должны быть одинаково ориентированы; это может достигаться только общим магнитным полем. Найденное распре-

ление межзвездной поляризации показывает, что соседние звезды имеют, в общем, одинаковую поляризацию. На низких галактических широтах поляризация почти параллельна к галактической плоскости, исключая области, где она выглядит направленной вдоль спирального рукава.

Более точные оценки силы магнитного поля могут быть получены из вращения плоскости поляризации радиоизлучения от удаленных источников. Это так называемое вращение Фарадея пропорционально силе магнитного поля и электронной плотности. Другим методом является измерение Зеемановского расщепления радиолинии 21см. Эти измерения дают значение 0.1 – 1 нТ для силы межзвездного магнитного поля. Эта величина составляет примерно 1/1000000 межпланетного поля в Солнечной системе.

Примеры

Оцените промежуток времени между последовательными столкновениями атома водорода в межзвездном газе.

Два атома столкнутся, если промежуток между их центрами станет меньше $2r$, где r – радиус атома. Поэтому микроскопическое поперечное сечение для столкновения есть $\sigma = \pi(2r)^2 = 4\pi r^2$. Макроскопическое поперечное сечение, или число соударений атома водорода на единицу длины, есть тогда $\Sigma = n\sigma$, где n есть численная плотность атомов водорода. Средний свободный путь l атома является обратным макроскопическому поперечному сечению, $l = 1/\Sigma$, а время между двумя столкновениями – $t = l/v$, где v есть скорость атома.

Боровский радиус атома водорода есть $r = 5.3 \times 10^{-11}$ м. Принимая $n = 1 \text{ см}^{-3}$, получим $l = 2.8 \times 10^{13} \text{ м} \approx 0.0009 \text{ пс}$. Средняя скорость близка к среднеквадратичной скорости при $T = 125 \text{ К}$, и дается

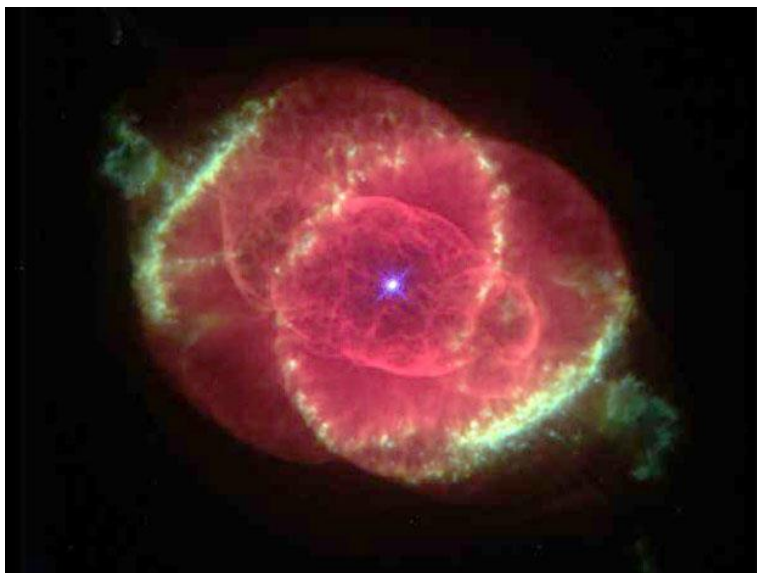
$$v = \sqrt{\frac{3kT}{m}} = 1760 \frac{\text{м}}{\text{с}}.$$

Эти значения l и v дают $t = \frac{l}{v} = 510 \text{ лет}$ для интервала соударения. Принимая во внимание распределение скорости в газе, средний свободный путь укорачивается множителем $1/\sqrt{2}$, который сокращает время примерно до 400 лет.

ПРИЛОЖЕНИЕ

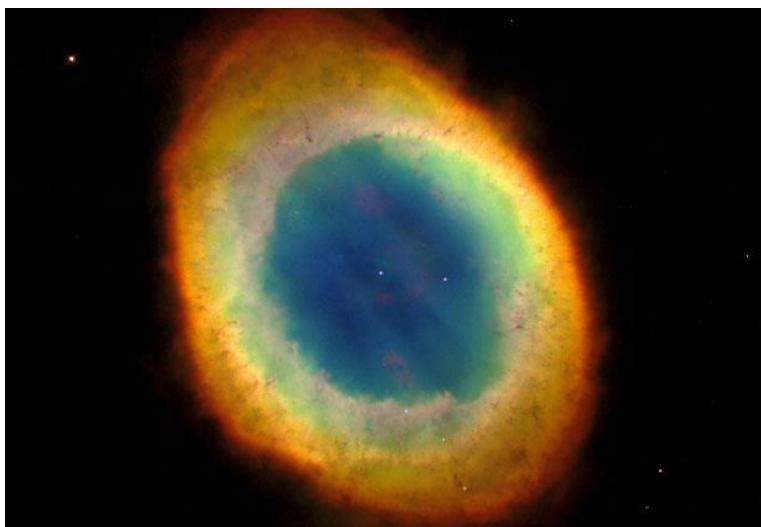
Приведем в качестве иллюстраций некоторые замечательные снимки, ежедневно размещаемые на web-странице Космического агентства NASA «Астрономическая картинка дня» (Astronomy Picture of the Day). Снимки космических объектов получены с орбитальных обсерваторий и содержат краткие комментарии специалистов.

ТУМАННОСТЬ «КОШАЧИЙ ГЛАЗ»



На расстоянии трех тысяч световых лет от нас умирающая звезда сбрасывает оболочки горячего газа. Этот снимок, полученный Космическим Телескопом им. Хаббла, показывает, что туманность «Кошачий Глаз» является одной из наиболее сложных среди известных планетарных туманностей. Видимые особенности в Кошачьем Глазе так сложны, что астрономы подозревают, что яркий центральный объект должен действительно быть двойной звездной системой.

М57: КОЛЬЦЕВАЯ ТУМАННОСТЬ



За исключением колец Сатурна Кольцевая Туманность (М57) является, вероятно, наиболее знаменитым небесным обручем. Этот красивой наружности компонент планетарной туманности обусловлен проекцией – мы видим с Земли то, что действительно является похожим на бочонок облаком газа, выдавленным умирающей центральной звездой. Это поразительно четкое изображение получено Космическим Телескопом Хаббла, использующим естественные цвета, чтобы указать температуру оболочки звездного газа. Горячий голубой газ вблизи центральной звезды переходит постепенно в более холодный зеленый и желтый газ на больших расстояниях с самым холодным красным газом вдоль внешней границы. Темные продолговатые структуры можно также увидеть около края туманности. Туманность «Кольцо» имеет около одного светового года в поперечнике и находится на расстоянии 2000 световых лет в северном созвездии Лира.

ТУМАННОСТЬ «РОЗЕТКА»



Могла ли туманность «Розетка» быть названной каким-либо другим именем, кроме этого единственного? Скромное обозначение NGC 2237 в Новом Общем Каталоге появилось не для того, чтобы преуменьшить внешний вид этой похожей на цветок эмиссионной туманности. Внутри туманности находится рассеянное скопление ярких молодых звезд, обозначенное в каталоге как NGC 2244. Эти звезды образовались около четырех миллионов лет тому назад из небулярного вещества, и их звездный ветер расчистил дыру в центре туманности, изолированную слоем пыли и горячего газа. Ультрафиолетовое излучение от горячего звездного скопления является причиной свечения окружающей туманности. Туманность «Розетка» простирается примерно на 100 световых лет в поперечнике, находится на расстоянии около 5000 световых лет от нас, и может наблюдаться в созвездии Единорога при помощи небольшого телескопа.

КРАБОВИДНАЯ ТУМАННОСТЬ (M1, NGC 1952)



Крабовидная туманность, наполненная загадочными нитями, есть остаток звезды, взорвавшейся в 1054 г. Этот грандиозный взрыв сверхновой был отмечен китайскими астрономами. Нити загадочны, так как имеют массу меньшую, чем было выброшено сверхновой, и скорость, более высокую, чем ожидавшаяся от свободного взрыва. На снимке, сделанном при помощи телескопа VLT (Very Large Telescope), цвет указывает, что происходит с электронами в различных частях Крабовидной туманности. Красный цвет указывает на электроны, рекомбинирующие с протонами, образуя нейтральный водород, тогда как голубой указывает на электроны, навивающиеся на силовые линии магнитного поля во внутренней части туманности. В центре туманности находится пульсар – нейтронная звезда, вращающаяся со скоростью 30 оборотов в секунду.

ОТРАЖАЮЩАЯ ТУМАННОСТЬ М78



Зловещим голубым светом и угрожающими столбами темной пыли выделяется М78, одна из ярчайших отражающих туманностей на небе. М78 можно увидеть при помощи небольшого телескопа в направлении созвездия Орион. Пыль не только поглощает свет, но также отражает свет нескольких ярких голубых звезд, недавно образовавшихся в туманности. Здесь тот же вид рассеивания, что приводит к голубому цвету дневного неба. М78 имеет около пяти световых лет в поперечнике. М78 появилась не менее 1600 лет тому назад, так как столько времени свет идет от нее до нас. М78 принадлежит к более крупному комплексу молекулярных облаков в Орионе, который содержит Большую Туманность в Орионе и Туманность «Конская голова».

ТУМАННОСТЬ «КОНСКАЯ ГОЛОВА»



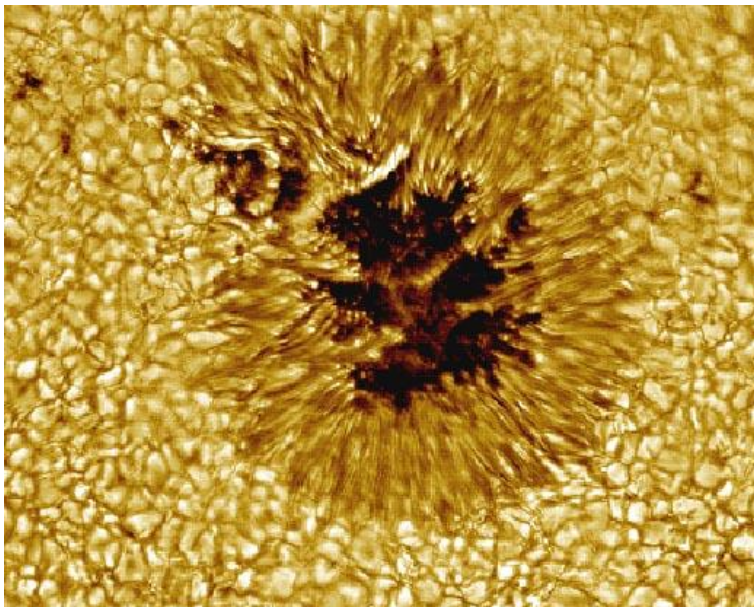
Одна из наиболее узнаваемых туманностей на небе, туманность «Конская голова», есть часть большого темного молекулярного облака. Она известна также под именем «Барнард 33». Необычные ее очертания были впервые обнаружены на фотопластинке в конце 1800-х. Красный отблеск происходит от водородного газа преимущественно позади туманности, ионизируемого соседней яркой звездой σ Ориона. Темный цвет «Конской головы» вызван главным образом густой пылью, хотя нижняя часть шеи «Конской головы» отбрасывает тень влево. Потоки газа, покидающие туманность, выносятся наружу сильным магнитным полем. Яркие пятна в основании туманности «Конская голова» являются молодыми звездами, находящимися в процессе формирования. Свету необходимо около 1500 лет, чтобы добраться до нас от туманности «Конская голова». Приведенный выше снимок был получен при помощи 0.9-метрового телескопа Национальной обсерватории «Kitt Peak».

ГОРЯЧИЙ ГАЗ И ТЕМНАЯ МАТЕРИЯ



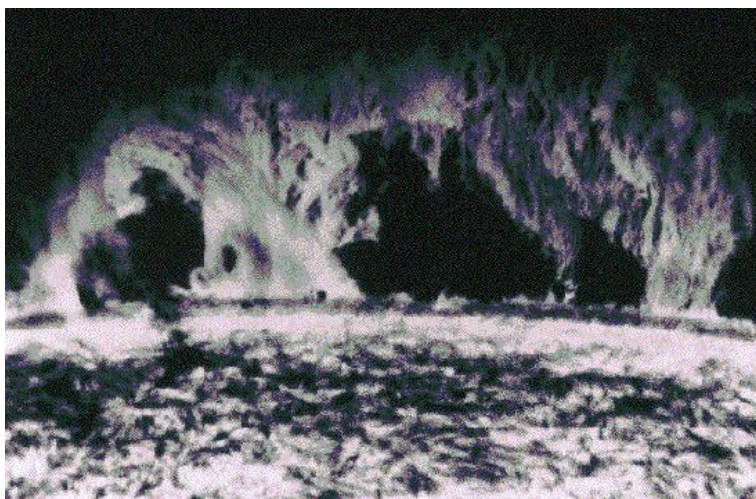
Является ли гравитация галактик, видимых на этом снимке, достаточно высокой, чтобы содержать ярко светящийся горячий газ? Наложенный на оптическую картину группы галактик снимок сделан в X-лучах. Эта картина, полученная спутником «ROSAT», показывает замкнутый в ограниченном пространстве горячий газ, подкрашенный фальшивым красным цветом, и дает ясное свидетельство того, что гравитация, влияющая на группы и скопления галактик, преобладает над всеми индивидуальными компонентами объединенных галактик. Дополнительная гравитация приписывается темной материи, природа и обилие которой являются одной из самых больших тайн современной астрономии.

СОЛНЕЧНОЕ ПЯТНО КРУПНЫМ ПЛАНОМ



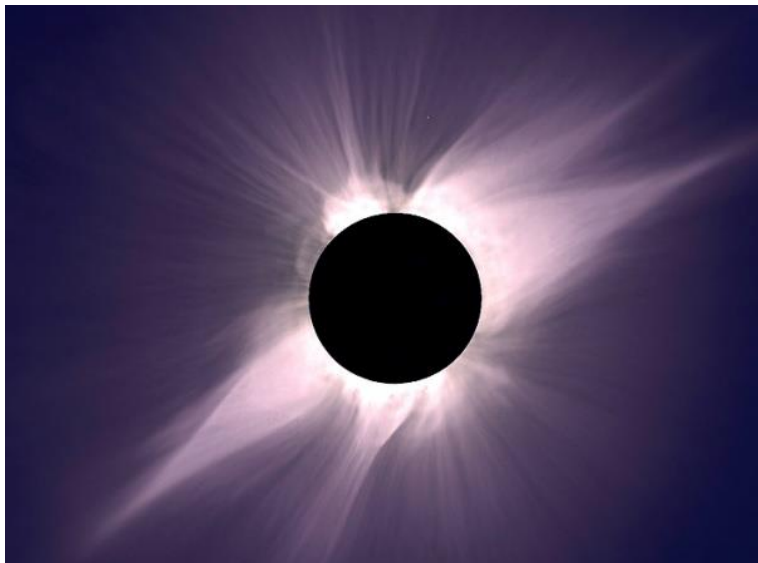
Иногда небольшие области Солнца выглядят необычно темными. Выше представлена крупным планом картина солнечного пятна, углубления на поверхности Солнца, являющегося слегка более холодным и менее ярким, чем остальное Солнце. Сложное магнитное поле Солнца создает эту холодную область, удерживая горячее вещество от входа в пятно. Солнечные пятна могут быть больше, чем Земля, и обычно сохраняются только несколько дней. Эта высокого разрешения картина также ясно показывает, что поверхность Солнца есть пузырящееся море отдельных ячеек горячего газа. Эти ячейки известны как гранулы. Солнечная гранула имеет около 1000 км в поперечнике и существует около 10 минут. После этого многие гранулы заканчивают свое существование взрываясь.

СОЛНЕЧНЫЙ ПРОТУБЕРАНЕЦ



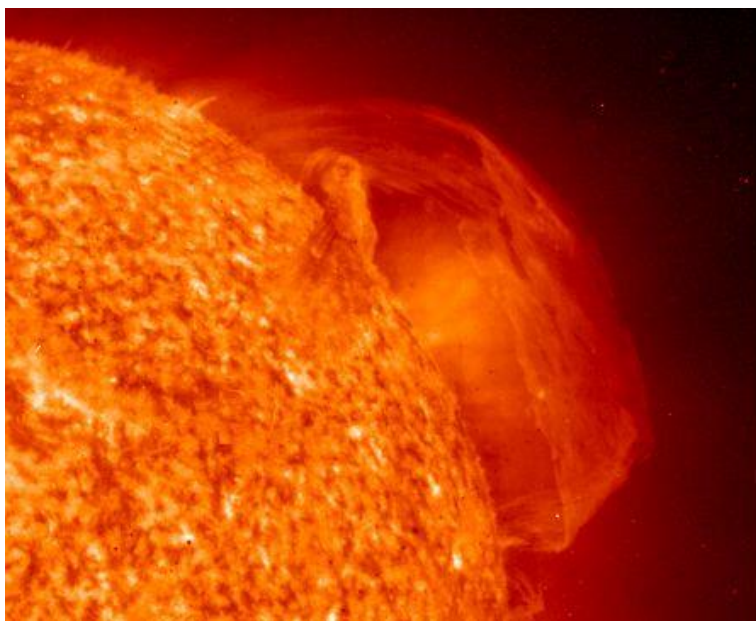
Одним из наиболее впечатляющих солнечных зрелищ являются протуберанцы. Солнечный протуберанец есть облако солнечного газа, удерживаемое над солнечной поверхностью солнечным магнитным полем. Земля могла бы легко пройти под одной из петель протуберанца, показанного на этом снимке. Протуберанец обычно остается в покое около месяца, и может выброститься извержением корональной массы (Coronal Mass Ejection), выталкивая горячий газ в Солнечную систему. Хотя считается, что протуберанцы связаны с магнитным полем, энергетический механизм солнечных протуберанцев все еще неизвестен.

СОЛНЕЧНЫЙ СЕРФИНГ



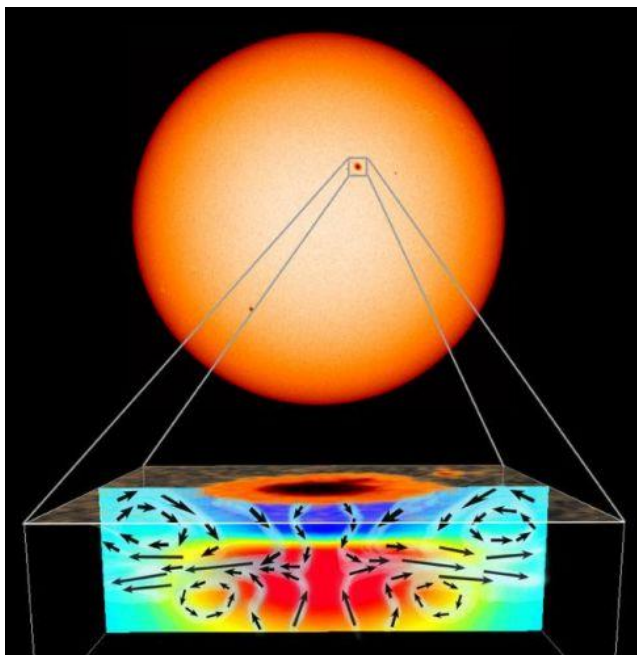
Солнечная корона есть разреженная внешняя атмосфера, состоящая из потоков энергетических заряженных частиц, но она легко наблюдаема с Земли только во время полного солнечного затмения. Например, этот вид полного затмения, полученный в 1991 г. с вершины Мауна Кеа (Гавайи), представляет собой мимолетный снимок сложной структуры таинственной красавицы короны. Однако в космическом пространстве инструменты могут использовать затмевающие диски, чтобы симулировать затмения и более легко наблюдать корону. Совокупные наблюдения с расположенной в космосе обсерватории SOHO UCVS и экспериментов на борту шаттла Spacraft 201 содействовали в последнее время большому продвижению в понимании высокоскоростной компоненты ветра частиц в короне. Они показали, что магнитные волны внутри самой короны толкают частицы солнечного ветра вперед, подобно тому, как океанская волна дает качание поверхности. К удивлению, более тяжелые заряженные частицы переносятся магнитными волнами быстрее – было обнаружено, что ионы кислорода достигают скоростей до 500 миль в секунду, быстрее, чем более легкие ионы водорода, которые составляют наибольшую часть солнечного ветра.

ЭРУПТИВНОЕ СОЛНЦЕ



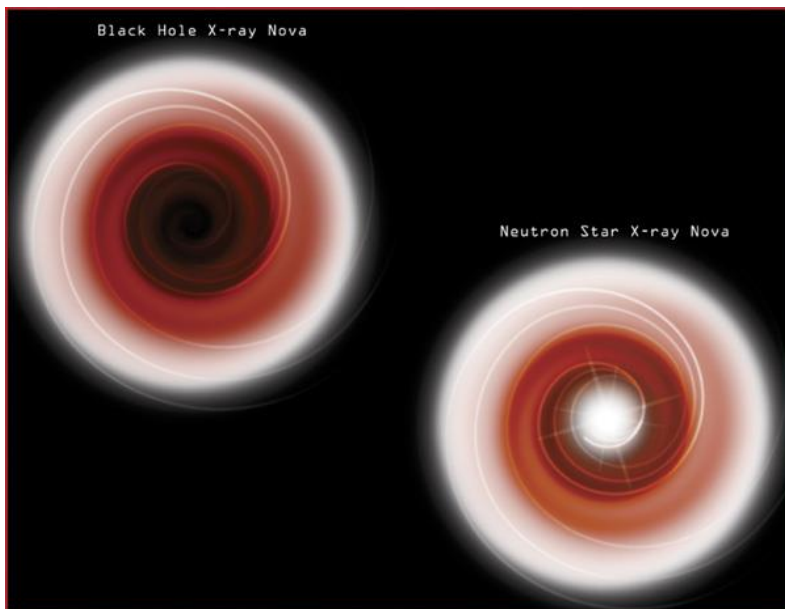
27 августа 1997 извилистое магнитное поле вытолкнуло этот огромный эруптивный протуберанец на сотню тысяч миль над солнечной поверхностью. Бурлящая плазма ионизованного газа имеет температуру около 150000 градусов по Фаренгейту и простирается на 200000 миль. Телескоп для дальнего ультрафиолета (Extreme ultraviolet Imaging Telescope), расположенный на космической обсерватории СОХО, записал этот исключительно детальный снимок в лучах ионизованного гелия. Это крупнейший солнечный протуберанец, наблюдавшийся инструментами СОХО с тех пор как они начали исследовать Солнце в начале 1996.

ПОД СОЛНЕЧНЫМ ПЯТНОМ



На солнечной поверхности солнечные пятна известны как темные, планетного размера области интенсивного магнитного поля. Но что находится под ними? Используя наблюдения инструмента MDI (Michelson Doppler Imager) на борту космической обсерватории SOHO, астрономы получили эту первичную картину потока вещества точно под видимым солнечным пятном. Данные этих наблюдений указывают на существование непосредственно под пятном сильного течения, которое показано на рисунке темными стрелками. Это течение растягивает около-поверхностное вещество будущего пятна и удерживает концентрации магнитных полей как полюса железных магнитов. Такая конфигурация отклоняет нормальное течение плазмы, поднимающейся из солнечных недр, создавая самоподдерживающееся пятно. С помощью MDI-инструмента можно исследовать свойства солнечных недр, регистрируя движения, производимые звуковыми волнами, которые влияют на солнечную поверхность.

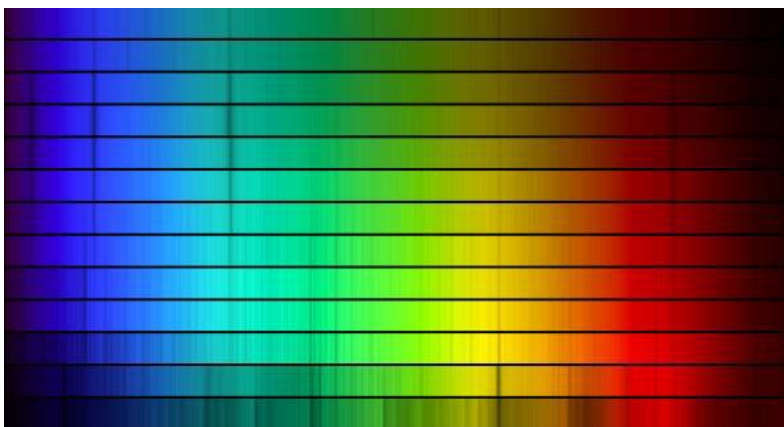
ЧЕРНЫЕ ДЫРЫ ЯВЛЯЮТСЯ ЧЕРНЫМИ



Вопрос: Почему черные дыры черные? Ответ: Потому что они имеют *горизонт событий*. Горизонт событий есть граница, предсказанная общей теорией относительности, за которую ничто, даже свет, не может пробраться. Астрономы, исследующие рентгеновское излучение с размещенной в космосе обсерватории «Чандра», теперь уверены, что они имеют прямое свидетельство существования горизонтов событий – следовательно, и черных дыр – в двойных звездных системах, которые могут быть обнаружены в X-лучах. Эти двойные системы, иногда называемые рентгеновскими новыми, состоят из относительно нормальных звезд, сбрасывающих вещество на массивных, компактных компаньонов. Как проиллюстрировано, вещество закручивается на компаньон в аккреционный диск, который высвечивает себя в X-лучах. Если компактный компаньон есть нейтронная звезда (справа), вещество, в конце концов, сталкивается с твердой поверхностью и светится даже ярче в высокоэнергетичных X-лучах. Но если это действительно черная дыра, ограниченная горизонтом событий, то испускающее рентгеновское излучение ве-

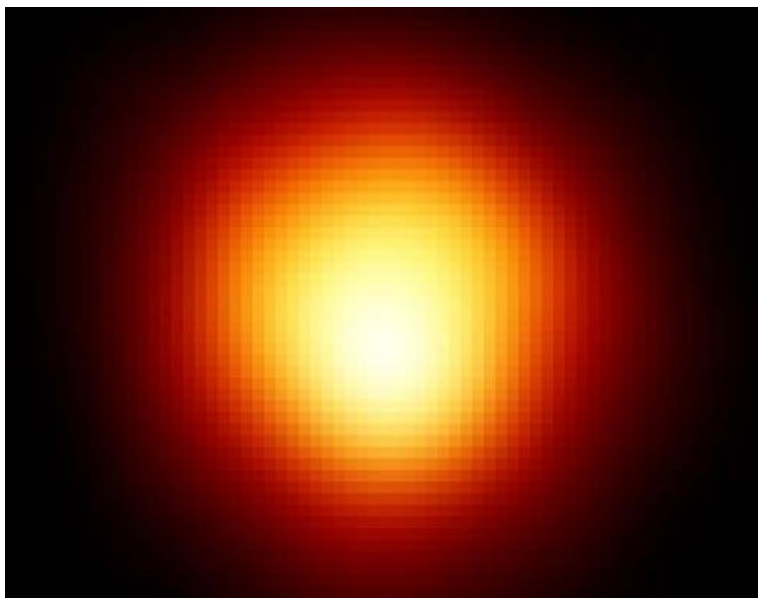
щество достигает скорости света, когда закручивается за поверхность невозвращения, и теряется из виду. В недавних работах описываются наблюдения двух классов рентгеновских двойных, один класс в 100 раз слабее другого. Результаты означают наличие горизонта событий в более слабом классе, который является причиной чрезвычайного различия в рентгеновской яркости.

СПЕКТРАЛЬНЫЕ ТИПЫ ЗВЕЗД: O – B – A – F – G – K – M



Астрономы разделили звезды на различные спектральные типы. Основным критерием была взята интенсивность атомных линий поглощения. Эта классификация (гарвардская) отражает различия в степени ионизации вещества звездных атмосфер, что определяется в первую очередь температурой. Семь главных спектральных типов OBAFGKM показаны выше, начиная со спектра одиночной горячей «O» звезды (вверху) до наиболее холодной (внизу).

БЕТЕЛЬГЕЙЗЕ, БЕТЕЛЬГЕЙЗЕ, БЕТЕЛЬГЕЙЗЕ



На снимке Бетельгейзе, красная звезда-сверхгигант на расстоянии около 600 световых лет от нас. Этот снимок получен с помощью Космического телескопа им. Хаббла и дает первое прямое изображение поверхности другой после Солнца звезды. Хотя Бетельгейзе холоднее, чем Солнце, она намного массивнее его и более чем в 1000 раз больше. Если ее поместить в центре Солнечной системы, она займет пространство, включающее орбиту Юпитера. Бетельгейзе известна также как α Ориона, одна из ярчайших звезд в созвездии Орион. Имя Бетельгейзе арабского происхождения. Как массивный красный сверхгигант, она находится в конце своей жизни и скоро станет сверхновой. На этом историческом снимке на поверхности звезды обнаружено яркое горячее пятно.

АРЕСИБО: КРУПНЕЙШИЙ ТЕЛЕСКОП



Радиотелескоп в Аресибо является в настоящее время крупнейшим однотарелочным телескопом в мире. Построенный в 1963 году, этот 305-метровый радиотелескоп расположен в естественной впадине в Пуэрто-Рико. Телескоп в Аресибо может использоваться для многих астрономических исследовательских проектов, включая поиск и изучение пульсаров, а также картографирование атомарного и молекулярного газа в Галактике и Вселенной. Так как антенна в Аресибо может также использоваться, чтобы посылать радиоволны, она отражает и записывает излучение от планет в нашей Солнечной системе, и посылает радио послания в области Галактики, которые могут содержать разумную внеземную жизнь. Любой человек в мире может использовать телескоп, при условии, что его предложение будет отобрано экспертным комитетом.

ОРБИТАЛЬНЫЙ КОСМИЧЕСКИЙ ТЕЛЕСКОП «ХАББЛ»



Космический телескоп «Хаббл» (HST) является крупнейшим орбитальным оптическим телескопом в истории человечества. Его зеркало диаметром 2,4 метра и его расположение над атмосферой Земли позволяют ему создавать исключительно четкие изображения. Первоначально запущенная в 1990 г., оптика HST была доведена до ее расчетной точности в 1993 г. первой из нескольких плановых сервисных миссий. Астрономы, используя HST, продолжают делать многочисленные монументальные научные открытия, такие как новые оценки возраста и состава нашей Вселенной, ранее неизвестные галактики, свидетельство наличия массивных черных дыр в центрах галактик, протопланетные звездные системы и области звездообразования, а также лучшее понимание физических процессов в нашей вселенной. Большой Космический Телескоп Следующего Поколения (NGST – Next Generation Space Telescope) должен быть запущен не ранее 2007 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Мартынов Д.Я. Курс практической астрофизики. – М.: ГИФМЛ, 1960.
2. Мартынов Д.Я. Курс общей астрофизики. – М.: Наука, 1988.
3. Курс астрофизики и звездной астрономии (т.1, т.2, т.3) / под редакцией А.А. Михайлова. – М.: Наука, 1973.
4. Физика космоса: Маленькая энциклопедия / Редкол.: Р.А. Сюняев (гл. ред.) и др. – 2-е изд., перераб. и доп. – М.: Сов. энциклопедия, 1986.
5. Сурдин В.Г. Рождение звезд. 3-е изд. – М.: УРСС, 2001. – 264с.
6. Кононович Э.В., Мороз В.И. Общий курс астрономии: Учебное пособие / Под ред. В.В. Иванова. – М.: Едиториал УРСС, 2001. – 544с.
7. Энциклопедия для детей. Т.8. Астрономия. – 2-е изд., / Глав. ред. М.Д. Аксенова. – М.: Аванта⁺, 2001. – 688с., ил.
8. Fundamental Astronomy / Н. Karttunen, Р. Kröger, Н. Oja, М. Poutanen, К.Ј. Donner (Eds.). – Springer – Verlag Berlin Heidelberg 1996.

СОДЕРЖАНИЕ

1. ВВЕДЕНИЕ	3
2. ОСНОВНЫЕ ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ ПОНЯТИЯ И ЕДИНИЦЫ.....	12
2.1. Световой поток, сила света, освещенность и их единицы.....	13
2.2. Связь астрономических и физических фотометрических единиц.....	18
2.3. Системы звездных величин	19
2.4. Абсолютная звездная величина. Светимость.....	21
2.5. Экстинкция и оптическая толщина.....	22
2.6. Атмосферная экстинкция.....	25
3. МЕХАНИЗМ ИЗЛУЧЕНИЯ.....	27
3.1. Излучение атомов и молекул.....	27
3.2. Атом водорода	33
3.3. Квантовые числа.....	35
3.4. Правила отбора	39
3.5. Числа населенности.....	41
3.6. Молекулярные спектры	42
3.7. Непрерывные спектры	42
3.8. Излучение абсолютно черного тела.....	43
3.9. Вынужденное излучение и лазеры.....	46
3.10. Синхротронное излучение	49
3.11. Лучистый перенос	50
3.12. Виды температур	53
4. НАБЛЮДЕНИЯ И ИНСТРУМЕНТЫ	58
4.1. Наземные наблюдения	58
4.2. Оптические телескопы	60
4.3. Детекторы излучения	73
4.4. Радиотелескопы, радиоинтерферометры.....	82
4.5. Другие волновые области	88
5. СПЕКТРЫ ЗВЕЗД.....	96
5.1. Измерение спектров	97
5.2. Спектральные классификации.....	99
5.3. Диаграмма Герцшпрунга – Рассела	107
5.4. Модели звездных атмосфер	109
5.5. Определение фундаментальных звездных параметров..	111
6. ДВОЙНЫЕ ЗВЕЗДЫ И ЗВЕЗДНЫЕ МАССЫ	114
6.1. Визуальные двойные звезды	115
6.2. Астрометрические двойные звезды	117
6.3. Спектроскопические двойные звезды.....	118

6.4.	Фотометрические двойные звезды.....	120
7.	ВНУТРЕННЕЕ СТРОЕНИЕ ЗВЕЗД.....	127
7.1.	Условия равновесия внутри звезды.....	127
7.2.	Физическое состояние газа.....	132
7.3.	Давление газа и давление излучения.....	135
7.4.	Давление вырожденного газа.....	136
7.5.	Источники звездной энергии.....	137
7.6.	Звездные модели.....	143
8.	ЭВОЛЮЦИЯ ЗВЕЗД.....	149
8.1.	Эволюционные временные шкалы.....	149
8.2.	Сжатие звезд на пути к главной последовательности....	151
8.3.	Фаза главной последовательности.....	154
8.4.	Фаза гиганта.....	158
8.5.	Финальные стадии эволюции.....	161
8.6.	Эволюция тесных двойных звезд.....	164
8.7.	Сравнение эволюционных моделей с наблюдениями....	170
8.8.	Происхождение химических элементов.....	172
9.	СОЛНЦЕ.....	177
9.1.	Внутреннее строение.....	177
9.2.	Атмосфера.....	181
9.3.	Солнечная активность.....	184
10.	ПЕРЕМЕННЫЕ ЗВЕЗДЫ.....	194
10.1.	Классификация.....	195
10.2.	Пульсирующие переменные.....	197
10.3.	Эруптивные (вспыхивающие) звезды.....	202
11.	КОМПАКТНЫЕ ЗВЕЗДЫ.....	211
11.1.	Белые карлики.....	211
11.2.	Нейтронные звезды.....	212
11.3.	Черные дыры.....	217
12.	МЕЖЗВЕЗДНАЯ СРЕДА.....	224
12.1.	Межзвездная пыль.....	225
12.2.	Межзвездный газ.....	236
12.3.	Межзвездные молекулы.....	243
12.4.	Образование протозвезд.....	249
12.5.	Планетарные туманности.....	251
12.6.	Остатки сверхновых.....	252
12.7.	Горячая корона Млечного Пути.....	256
12.8.	Космические лучи и межзвездное магнитное поле.....	257
	ПРИЛОЖЕНИЕ.....	260
	ЛИТЕРАТУРА.....	277