

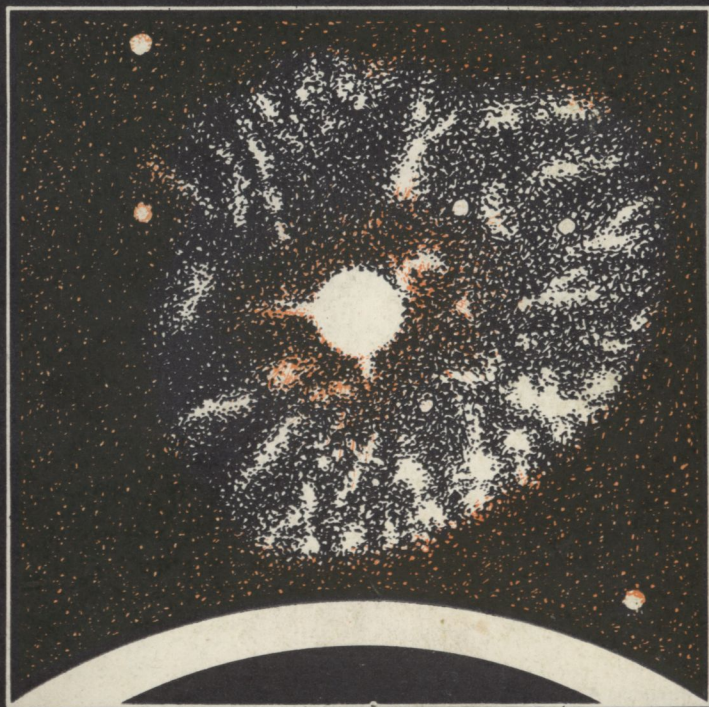
# КОСМОНАВТИКА, АСТРОНОМИЯ

ПОДПИСНАЯ НАУЧНО-ПОПУЛЯРНАЯ СЕРИЯ



1986/10

Э.В. Эргма  
БАРСТЕРЫ, НОВЫЕ,  
СВЕРХНОВЫЕ –  
ТЕРМОЯДЕРНЫЕ  
ВЗРЫВЫ В КОСМОСЕ



**ЗНАНИЕ**

НОВОЕ В ЖИЗНИ, НАУКЕ, ТЕХНИКЕ

НОВОЕ В ЖИЗНИ, НАУКЕ, ТЕХНИКЕ

ПОДПИСНАЯ НАУЧНО-ПОПУЛЯРНАЯ СЕРИЯ

**КОСМОНАВТИКА,  
АСТРОНОМИЯ**

10/1986

Издается ежемесячно с 1971 г.

**Э. В. Эргма,**

доктор физико-математических наук

**БАРСТЕРЫ, НОВЫЕ,  
СВЕРХНОВЫЕ—  
ТЕРМОЯДЕРНЫЕ  
ВЗРЫВЫ В КОСМОСЕ**

**в приложении этого номера:  
НОВОСТИ АСТРОНОМИИ**



Издательство «Знание» Москва 1986

## СОДЕРЖАНИЕ

Введение . . . . .	3
Ядерное горение водорода . . . . .	6
Другие этапы ядерного горения . . . . .	12
Тесные двойные системы . . . . .	19
Сверхновые: наблюдательные данные . . . . .	25
Чем же вызван феномен Сверхновых I типа? . . . . .	32
Новые и повторные Новые . . . . .	39
Катаклизмические и симбиотические звезды . . . . .	45
Рентгеновские барстеры . . . . .	52
Заключение . . . . .	60
Рекомендуемая литература . . . . .	61
НОВОСТИ АСТРОНОМИИ . . . . .	61

### Эргма Э. В.

- Э 74 Барстеры, Новые, Сверхновые — термоядерные взрывы в космосе. — М.: Знание, 1986. — 64 с., ил. — (Новое в жизни, науке, технике. Сер. «Космонавтика, астрономия»; № 10).

11 к.

В брошюре рассказывается об удивительных событиях, которые порой происходят в ходе эволюции звезд, когда вещество ее недр становится вырожденным. В этих случаях ядерное горение внутри звезд и на их поверхности становится неустойчивым, приводя к термоядерным взрывам, охватывающим иногда целиком всю звезду. Многое об этих явлениях в жизни звезд нам стало известно лишь в последние годы.

Брошюра рассчитана на широкий круг читателей, интересующихся современными проблемами астрофизики.

1705040000

ББК 22.63

## ВВЕДЕНИЕ

За последние двадцать лет, в основном благодаря широкому использованию быстродействующих ЭВМ, были достигнуты значительные успехи в изучении эволюции звезд. В настоящее время существуют комплексные вычислительные программы (особенно для массивных звезд), позволяющие проследивать эволюцию звезды от стадии сжатия протозвездного облака через последующие этапы ядерного горения водорода, гелия, углерода (до образования железного ядра) с заключительным коллапсом (сжатием) до образования нейтронной звезды или черной дыры.

Как показывают расчеты, основным фактором, определяющим эволюцию звезд, является их масса. Чем массивнее звезда, тем более разнообразны этапы ее эволюции. От массы зависит и конечный результат эволюции звезды: превращение в белый карлик, нейтронную звезду или черную дыру. С массой связана и эффективная температура, определяемая по полному потоку лучистой энергии, испускаемой звездой как абсолютно черным телом тех же размеров. Используемый при этом закон Стефана—Больцмана характерен для состояния идеального газа (жидкости), которое свойственно состоянию вещества в недрах большинства звезд.

Равновесная конфигурация звезд обуславливается тем, что силам тяжести противопоставляются силы газового давления, которое в случае идеального газа (жидкости) связано с температурой  $T$  соотношением  $P = nkT$ , где  $k$  — так называемая постоянная Больцмана, а  $n$  — концентрация свободных частиц, т. е. величина, связанная с плотностью вещества. Иначе говоря, такое состояние гидростатического равновесия звездных недр во многом зависит от теплового движения газовых частиц, энергетическим источником которого являются

реакции термоядерного синтеза, или, как говорят, ядерного горения.

Важной особенностью эволюции звезд является то, что при определенных условиях вещество звездных недр способно переходить в состояние вырожденного газа, которое существенным образом отличается от состояния идеального газа (жидкости). В вырожденном газе из электронов или нейтронов (протонов) энергия этих частиц значительно превышает энергию их теплового движения, и поэтому давление вырожденного газа практически не зависит от температуры. Данное обстоятельство связано с действием принципа Паули из квантовой теории, согласно которому, например, два электрона или нейтрона (протона) не могут одновременно находиться в одном энергетическом состоянии. Так, при охлаждении газа возникает момент, когда ряд низких энергетических состояний частиц (энергии движения частиц) становятся «занятыми» и наступает вырождение газа.

Температура, с которой начинается вырождение газа при его охлаждении, тем меньше, чем больше масса частиц, составляющих газ. Например, для электронов вырождение наступает уже при температуре около  $10^4$  К, и поэтому вырожденными являются все свободные электроны в металлах в естественных условиях (в твердом состоянии). Из квантовой теории следует, что температура вырождения связана с концентрацией частиц газа соотношением  $T \sim n^{2/3}$ , и если формально использовать это соотношение для случая идеального газа, можно получить связь давления вырожденного газа с концентрацией частиц  $P \sim n^{5/3}$ . Однако при высокой концентрации частиц скорость их движения в вырожденном газе может оказаться близкой к скорости света, а в этом релятивистском случае выполняется уже другое соотношение:  $P \sim n^{4/3}$  (такая разница существенным образом сказывается на дальнейшей эволюции звезд).

Вещество звездных недр хотя при своем поведении и подчиняется газовым законам, однако является довольно плотным. Поэтому при описании звездных недр пользуются плотностью массы, а не концентрацией частиц, как делалось выше. Но суть приведенных здесь соотношений от этого не меняется. На рис. 1 показаны различные состояния звездного вещества, определяемые существующими соотношениями между температурой и плотностью:  $I$  — область, где основную роль играет дав-

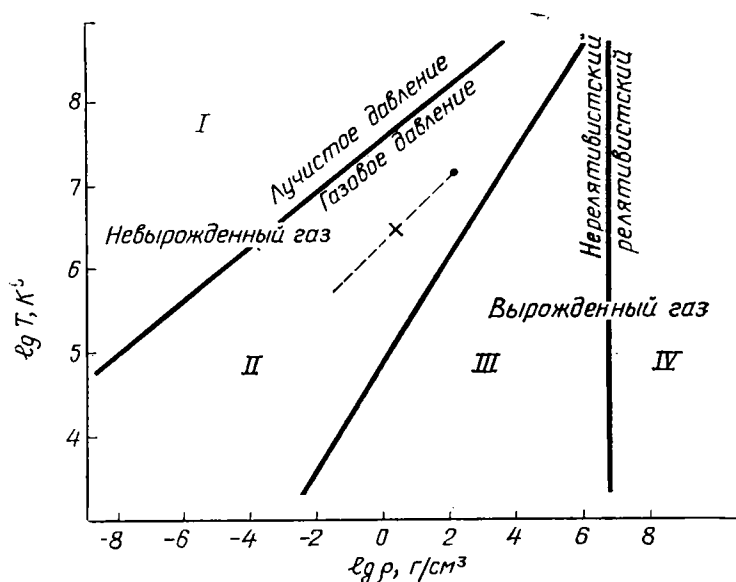


Рис. 1. Области применимости различных состояний вещества для различных значений параметров плотности и температуры (крестиком указаны условия, характерные для вещества Солнца): *I* — область с давлением, создаваемым излучением; *II* — идеальный газ; *III* — вырожденный электронный газ; *IV* — релятивистский случай этого газа

ление излучения ( $P \sim T^4$ ), *II* — идеальный газ, *III* — вырожденный электронный газ, *IV* — его релятивистский случай.

На представленной диаграмме крестиком указано и состояние недр Солнца, однако температура вещества внутри большинства звезд все же слишком велика, чтобы наступило вырождение. Оно может возникнуть в некоторых звездах, когда их недра начнут охлаждаться в связи с истощением очередного вида ядерного горючего (например, водорода). Существуют объекты, называемые белыми карликами, в недрах которых уже не происходит ядерного горения вещества, и их светимость полностью определяется остаточным тепловым излучением ионов. Электронная составляющая вещества белых карликов находится в вырожденном состоянии, и именно давление этого вырожденного электронного газа делает конфигурацию таких объектов устойчивой.

Правда, надо сказать, что в зависимости от плотности вещества давление вырожденного газа резко уменьшается в релятивистском случае. Поэтому существует предельная ситуация, при которой электронный вырожденный газ становится релятивистским, а создаваемое им давление уже не способно предотвратить неустойчивое гравитационное сжатие (или, как говорят, гравитационный коллапс) белого карлика. С другой стороны, релятивистским вырожденный газ делается при достаточно большой плотности вещества, и в конечном счете равновесная конфигурация белого карлика зависит от его массы. Ведь чем больше эта масса, тем больше должна быть плотность вырожденного газа, чтобы его давление уравновешивало бы силы тяжести.

Эта предельная величина массы  $M = 1,4 M_{\odot}$  (где  $M_{\odot} = 2 \cdot 10^{33}$  г — масса Солнца) называется пределом Чандрасекхара в честь ученого, впервые рассчитавшего ее в 1931 г. Кстати, в 1983 г. С. Чандрасекхар был удостоен Нобелевской премии за весомый свой вклад в развитие теории строения и эволюции звезд.

В этом небольшом введении мы не случайно так подробно остановились на вырожденном состоянии вещества в недрах некоторых звезд. Дело в том, что ядерное горение в вырожденном газе носит неустойчивый характер и порою сопровождается взрывными процессами, а это и является основной темой нашей брошюры.

## **ЯДЕРНОЕ ГОРЕНИЕ ВОДОРОДА**

Итак, равновесная конфигурация большинства звезд определяется тем, что давление сил собственной тяжести звезды уравновешивается давлением идеального газа, нагретого за счет энергии термоядерных реакций, осуществляемых в звездных недрах. Согласно современным представлениям вся эволюция звезд связана с их ядерной эволюцией, в ходе которой «пепел» от сгорания предыдущего ядерного горючего со временем становится топливом для следующего этапа термоядерных реакций. Начальный же этап термоядерного синтеза в недрах звезд приходится на ядерное горение водорода — самого легкого и самого распространенного элемента во Вселенной.

Правда, еще на стадии протозвезды, в ходе ее гравитационного сжатия, температура в центре протозвез-

ды может достигнуть нескольких миллионов кельвинов, а это достаточно для начала ядерного горения дейтерия, лития и бериллия. Однако этих легких элементов в протозвезде мало, они быстро исчерпываются, превращаясь в ходе горения в гелий, и поэтому их ядерное горение никак не сказывается на протозвезде. Ее гравитационное сжатие будет продолжаться, и только энергия, выделяемая при сжатии протозвезды, обуславливает ее светимость. Лишь когда температура, а также плотность вещества в центре протозвезды достигнут значительных, необходимых для начала ядерного горения водорода, сжатие приостанавливается и в результате устанавливается гидростатическое равновесие звездных недр.

При ядерном горении водорода четыре протона (ядра водорода) синтезируются в одно ядро гелия с выделением термоядерной энергии. Этот процесс может осуществляться в двух различных циклах термоядерных реакций, называемых водородным (протон-протонным) и углеродно-азотным. Последний требует более высоких температур для начала реакций и поэтому возможен только в более массивных звездах ( $M > 2 M_{\odot}$ ), поскольку для равновесной их конфигурации требуется более высокая температура звездных недр. Ведь лишь в этом случае давление газа способно предотвратить сжатие под действием сил тяжести массивной звезды.

Мы здесь не будем подробно останавливаться на реакциях ядерного горения водорода, которые неоднократно приводились в популярной литературе (см., например: Харитонов А. В. Энергетика Солнца и звезд. М., Знание, 1984). Упомянем только основные реакции синтеза гелия. При водородном цикле происходит захват протона (ядра водорода) другим протоном и образующимся в результате этого ядром дейтерия. Затем в реакциях с участием ядра гелия  $\text{He}^3$  синтезируется ядро гелия  $\text{He}^4$ . Для другого цикла в качестве своеобразного катализатора требуется наличие ядер углерода  $\text{C}^{12}$ . В этом случае ядро гелия  $\text{He}^4$  (а также вновь ядро  $\text{C}^{12}$ ) получается вследствие последовательных реакций захвата протона ядром  $\text{C}^{12}$  и образующимися ядрами, часть которых перед этим подверглась  $\beta^+$ -распаду (в результате один из протонов в ядре превратился в нейтрон).

Если вещество звездных недр находится в состоянии идеального газа, то в случае углеродно-азотного цикла



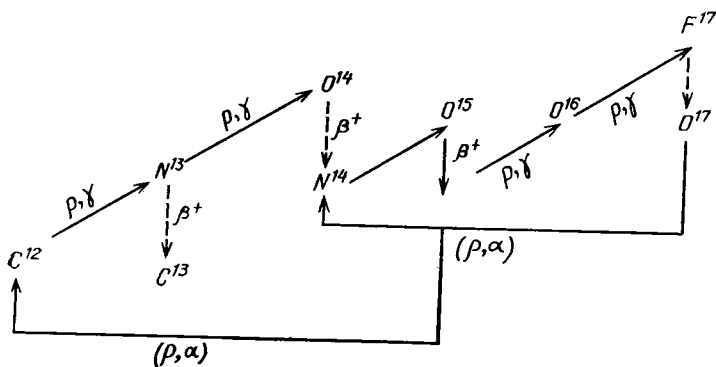


Рис. 2. Схема углеродно-азотного цикла (через  $(p, \alpha)$  обозначена реакция захвата протона с образованием  $\alpha$ -частицы)

радиоактивный распад ядер с испусканием позитрона происходит значительно быстрее, чем реакции захвата протона. Особенно велико характерное время реакции захвата протона ядром азота  $N^{14}$  с образованием ядра кислорода  $O^{15}$  (рис. 2), составляющее около 0,3 млрд. лет. В водородном цикле наибольшее характерное время этого цикла — захват протона протоном. Если по каким-либо причинам ядерное горение водорода происходит в вырожденном газе, то в случае углеродно-азотного цикла ситуация существенно изменяется. Однако об этом мы скажем чуть позже, а пока продолжим рассмотрение эволюции обычных звезд.

Полная продолжительность ядерного горения водорода определяется их массой, но из этого вовсе не следует, что у более массивной звезды эта продолжительность больше, поскольку в такой звезде сосредоточено больше запасов ядерного топлива. На самом деле существует совершенно обратная зависимость, и если у звезды массой около  $0,5 M_{\odot}$  продолжительность ядерного горения водорода составляет порядка 100 млрд. лет, то у звезды массой около  $20 M_{\odot}$  — всего несколько миллионов лет. Все дело в температурных условиях, при которых осуществляется ядерное горение: чем выше температура, тем неизмеримо быстрее сокращается характерное время термоядерных реакций. А как мы знаем, в недрах звезд с большей массой устанавливаются

существенно более высокие значения температуры, чтобы газовое давление противостояло силам тяжести.

Резкая зависимость скорости ядерного горения от температуры обуславливает и то, что конфигурация звезд в это время чрезвычайно устойчива. Этим, в частности, объясняется то, что после установления гидростатического равновесия в звезде она занимает свое точно определенное место в главной последовательности на диаграмме светимость — эффективная температура (спектральный класс), или диаграмме Герцшпрунга—Рессела. В течение всего времени ядерного горения водорода звезда не покидает пределов ширины полосы главной последовательности. Причем светимость при ядерном горении водорода полностью определяется температурой звездных недр и, в частности, не зависит от типа термоядерных реакций.

Как заметил И. С. Шкловский, значение этих реакций состоит в том, что они как бы поддерживают температурный режим, установившийся равновесной конфигурацией звезды. И еще раз подчеркнем, что температурный режим в центре звезды (и ее положение на главной последовательности) фактически задается ее массой, а значит, и размерами, поскольку химический состав звезд при рождении практически одинаков, за исключением тяжелых элементов, содержание которых практически ничтожно по сравнению с содержанием водорода и гелия. Таким образом, на стадии ядерного горения водорода гидростатическое равновесие звездных недр тесно связано с устойчивостью их температурного режима.

Если бы в звездных недрах увеличилось энерговыделение за счет термоядерных реакций (например, при «включении» новых источников ядерного горения), звезда расширилась бы из-за возросшего давления идеального газа. Согласно газовым законам такое расширение должно привести к охлаждению газа и, следовательно, к понижению температуры в центральных районах звезды. Чрезвычайная чувствительность термоядерных реакций к изменению температуры привела бы к регулированию ядерного горения до установления нового температурного режима. Иначе говоря, обычная звезда при ядерном горении водорода является системой с отрицательной теплоемкостью.

Иная ситуация возникает при «включении» новых

источников ядерного горения в условиях вырожденного газа. В случае вырождения электронной составляющей звездного вещества возросшее энерговыделение в недрах звезды также приводит к повышению температуры, однако расширения газа при этом не происходит, так как давление вырожденного газа не меняется с изменением температуры (в частности, поэтому нагреву подвергается лишь ионная составляющая звездного вещества). Благодаря же высокой чувствительности ядерного горения к температуре оно становится еще более эффективным, и за очень короткое время выделяется огромное количество термоядерной энергии. Иначе говоря, процесс приобретает взрывной характер.

Таким образом, если в ходе эволюции звезды ее вещество становится вырожденным, то при «включении» новых источников ядерного горения в ней возникнет сильно нестационарная ситуация, приводящая к потере теплового или даже гидростатического равновесия. Это обстоятельство, в частности, характерно для двойных звездных систем, компоненты которых находятся настолько близко друг к другу, что вещество одного из них начинает перетекать к другому. Если при этом компонент, к которому перетекает вещество (скажем, водород), состоит из вырожденного газа (белый карлик), то аккреция (падение) вещества на его поверхность как раз и приводит к «включению» ядерного горения в вырожденном газе. Этим механизмом и объясняются феномены Новых и рентгеновских барстеров, о чем и будет сказано дальше.

Помимо прочего, при существенном повышении температуры меняет свой характер само ядерное горение водорода. Так, например, при температурах выше 70 млн. К характерное время реакций захвата протонов в углеродно-азотном цикле становится гораздо короче характерного времени  $\beta^+$ -распада. Поэтому общее характерное время такого «горячего» углеродно-азотного цикла не зависит от температуры и плотности вещества, а определяется соотношением числа протонов  $N_p$  и числа ядер, участвующих в реакциях цикла,  $N_{\text{CNO}}:t \approx 10^2 N_p / N_{\text{CNO}}$ . При температуре выше 400 млн. К «горячий» углеродно-азотный цикл нарушается и возникает еще более сложный процесс — ядерное горение на быстрых протонах.

Подобный процесс реализуется при аккреции водо-

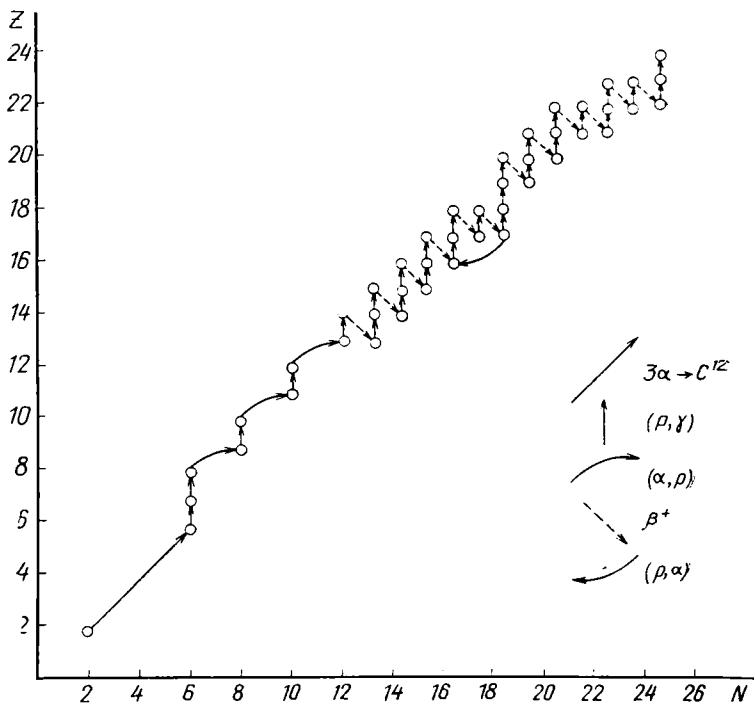


Рис. 3. Схема процесса на быстрых протонах при значениях плотности и температуры соответственно  $10^8$  г/см<sup>3</sup> и  $10^9$  К через 10 с после начала ядерного горения (по осям отложены числа нейтронов и протонов)

рода на нейтронную звезду, вещество которой представляет собой вырожденный газ из нейтронов. Суть ядерного горения водорода на быстрых протонах заключается в том, что для ядер изотопов кислорода  $O^{14}$  и  $O^{15}$  (см. рис. 2) становится более эффективным процесс захвата  $\alpha$ -частиц (ядер  $He^4$ ), чем  $\beta^+$ -распад. В результате цепочка реакций прежнего углеродно-азотного цикла удлиняется за счет захвата протонов и  $\beta^+$ -распада вплоть до ядер никеля (рис. 3). С другой стороны, такой тип ядерного горения характеризуется очень быстрым истощением водородного топлива, требующим всего нескольких десятков секунд.

Однако более подробно ядерные процессы в двойных тесных системах мы рассмотрим чуть позже, а пока закончим обзор ядерной эволюции одиночных звезд.

## ДРУГИЕ ЭТАПЫ ЯДЕРНОГО ГОРЕНИЯ

Стадия ядерного горения водорода занимает большую часть жизни звезд, все последующие этапы их эволюции весьма скоротечны, и этим объясняется, что большинство наблюдаемых сейчас звезд занимают главную последовательность (потому и такое название) на диаграмме светимость — спектральный класс. Дальнейшая эволюция звезд зависит от их массы, о чем говорит рис. 4, где с помощью специальных кривых (треков) на диаграмме светимость — эффективная температура представлена теоретически рассчитанная эволюция звезды в зависимости от ее массы. Здесь же указана горизонтальная ветвь гигантов, которые представляют собой наиболее продолжительный этап эволюции звезд после стадии ядерного горения водорода.

По мере исчерпания запасов водорода в центре звезды, где, собственно, только и имеются условия для ядерного горения, эффективная температура звезды падает. Для поддержания необходимого температурного режима центральные районы звезды начинают сжиматься, и выделяемая в результате этого сжатия энергия приводит к увеличению светимости звезды и некоторому расширению ее наружных слоев. В течение всего этого времени звезда на диаграмме светимость — эффективная температура (см. рис. 4) очень медленно перемещается вверх вправо в пределах полосы главной последовательности. Наконец, после истощения запасов водорода в центре звезды и образования там гелиевого ядра (как продукта сгорания водорода) начинается уже несдерживаемое ничем быстрое сжатие всей звезды.

При этом сжатии гелиевое ядро разогревается настолько, что в близлежащих к нему слоях возгорается водород, и наличие такого слоевого источника энерговыделения имеет принципиальное значение для всей структуры звезды. Внезапно возникшее энерговыделение, распространяясь наружу, приводит к резкому расширению наружных слоев звезды, которая превращается в красный гигант с обширной атмосферой и низкой эффективной температурой поверхности. Все эти процессы — сжатие звезды, возникновение слоевого источника и превращение в красный гигант — занимают ничтожно малое время в жизни звезды, и поэтому на диаграмме светимость — спектральный класс (эффектив-

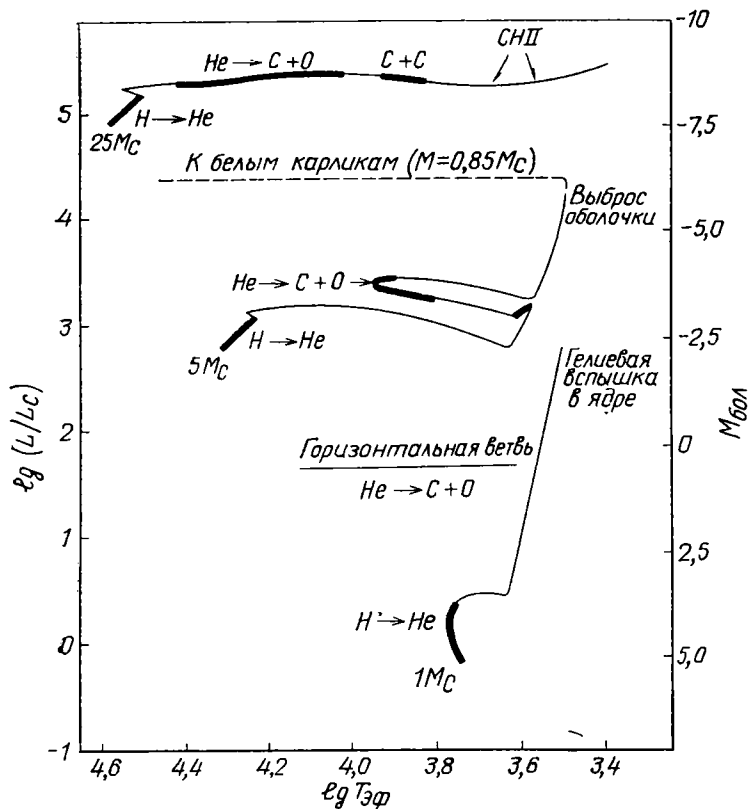


Рис. 4. Теоретическая диаграмма светимость — эффективная температура

ная температура), составленной из наблюдательных данных, почти нет звезд в области между главной последовательностью и полосой гигантов.

Однако это касается звезд не очень большой массы, поскольку рассмотренная стадия расширения для достаточно массивных звезд соответствует их положению на диаграмме светимость — эффективная температура в области голубых сверхгигантов. Вследствие потерь массы, масштабы которых не известны, весьма вероятно, что часть массивных звезд на данном этапе эволюции занимает место на так называемой горизонтальной ветви гигантов. Таковы исходные положения звезд на диаграмме светимость — эффективная температура, когда

возгорается гелий в центре продолжающего сжиматься гелиевого ядра, размеры и масса которого увеличиваются за счет выгорания слоевого источника.

Надо сказать, что для возгорания гелия в центре звезды требуется довольно большая масса гелиевого ядра, существенно превышающая минимальную массу звезды, необходимую для возгорания водорода. И дело здесь не только в том, что температурный режим ядерного горения гелия намного выше, но и в том, что в звездах массой меньше  $2 M_{\odot}$  образуется гелиевое ядро с электронной составляющей в вырожденном состоянии. В результате давление вырожденного электронного газа может вообще приостановить сжатие ядра до установления требуемого температурного режима в его центре, а если при достаточной массе возгорание все же происходит, то оно носит сильно неустойчивый характер. В некоторых красных гигантах возгорание гелия так и не начинается, и находящееся в их центре гелиевое ядро превращается в белый карлик после потери звездой своей оболочки.

Суть ядерного горения гелия заключается в том, что  $\alpha$ -частица (ядро  $\text{He}^4$ ) последовательно присоединяется к другой  $\alpha$ -частице, а затем к образующемуся ядру  $\text{Be}^8$ , синтезируя ядро углерода  $\text{C}^{12}$ . Участие трех  $\alpha$ -частиц в этих термоядерных реакциях послужило поводом назвать ядерное горение гелия «тройным  $\alpha$ -процессом». Следует, правда, отметить, что часть  $\alpha$ -частиц может присоединяться к уже образовавшимся ядрам  $\text{C}^{12}$ , синтезируя ядра кислорода  $\text{O}^{16}$ . В результате всего процесса в центре звезды образуется углеродно-кислородное ядро.

Правда, определенность в дальнейшей судьбе звезд существует, лишь если их масса превышает примерно  $8-9 M_{\odot}$ . По известной уже нам схеме образовавшееся углеродно-кислородное ядро сжимается, около него возникает слоевой источник ядерного горения гелия, за счет выгорания которого размеры и масса ядра увеличиваются. В итоге формируется многослойная структура звезды с углеродно-кислородным ядром, двумя слоями, где соответственно происходит ядерное горение гелия и водорода, и еще одним слоем расширяющейся водородно-гелиевой конвективной оболочки. Затем в центре звезды возгорается углерод, в результате образуется

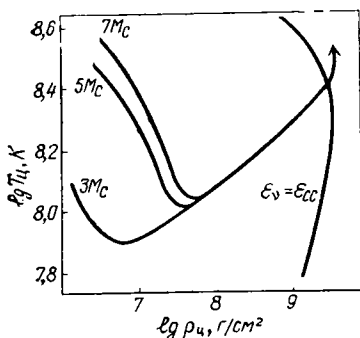


Рис. 5. Эволюция значений плотности и температуры в центре вырожденного углеродно-кислородного ядра по мере его разрастания за счет слоевых источников ядерного горения (при массах звезд на главной последовательности 3, 5 и  $7 M_\odot$ )

кислородно-магниево-неоновое ядро, появляется новый слоевой источник и т. д.

Однако для звезд меньшей массы такая последовательность эволюции нарушается, и причиной этому является вырожденное состояние вещества в углеродно-кислородном ядре. Кроме того, высокая плотность вещества обуславливает то, что возникают различные физические процессы, сопровождающиеся испусканием нейтрино, потоки которых уносят энергию из звезды, вызывая охлаждение ядра. В результате сжатие продолжается до столь высоких плотностей, когда вырожденный электронный газ становится уже релятивистским. Как указывалось ранее, в этом случае развивается сильная тепловая неустойчивость, которая приводит к потере гидростатического равновесия вещества. При соответствующих условиях возгорание углерода в таком ядре заканчивается полным разрушением всей звезды, которая взрывается как Сверхновая типа I (об этом феномене будет подробнее сказано дальше).

Столь драматичный финал в жизни рассматриваемых звезд был предсказан в начале 70-х годов, благодаря работам эстонского и польского астрофизиков У. Х. Ууса и Б. Пачинского, показавших, что релятивистский вырожденный электронный газ образуется в ходе эволюции звезд массой 3—8  $M_\odot$ . Причем расчеты изменений температуры и плотности вещества в центре углеродно-кислородного ядра свидетельствовали о том (рис. 5), что независимо от точной массы рассмотренных звезд подобная ситуация возникает, когда масса углеродно-кислородного ядра достигает  $0,6 M_\odot$  при его разрастании за счет выгорания слоевого источника. На



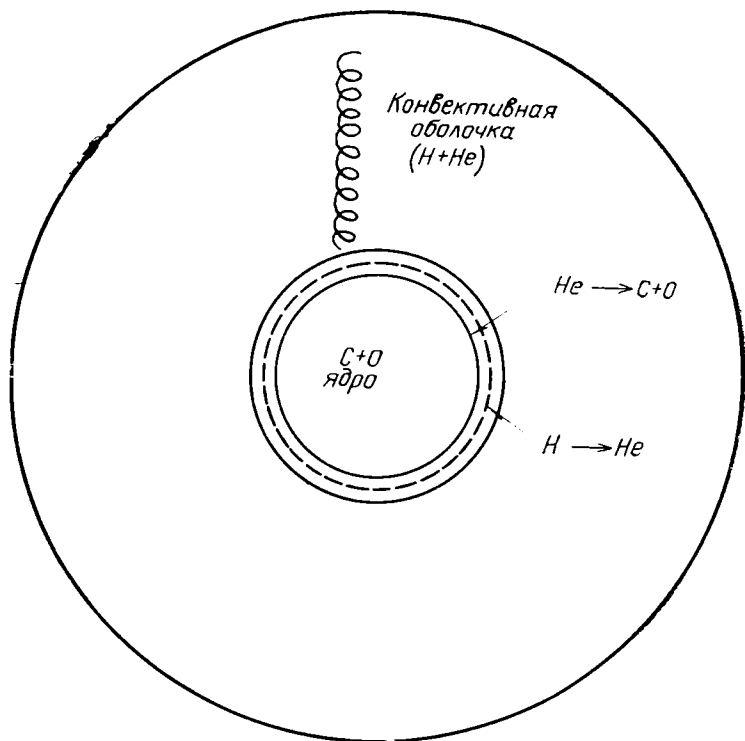


Рис. 6. Структура звезды по мере разрастания вырожденного углеродно-кислородного ядра

этой стадии эволюции звезда должна выглядеть как красный сверхгигант (рис. 6), имеющий светимость не менее  $6 \cdot 10^4 (M_{CO} - 0,6) L_{\odot}$  (где  $L_{\odot} = 3,86 \cdot 10^{33}$  эрг/с — светимость Солнца), а  $M_{CO}$  — масса ядра.

Однако есть определенные наблюдательные данные, указывающие на то, что красных сверхгигантов со столь высокой светимостью при массе  $3-8 M_{\odot}$  нет ни в нашей Галактике, ни в ее спутниках — Магеллановых Облаках. В связи с этим было высказано предположение, что эволюция таких звезд может и не окончиться катастрофой. В частности, приводятся доводы в пользу того, что сверхмощный звездный ветер, создаваемый слоевым источником ядерного горения гелия после разрастания углеродно-кислородного ядра до массы  $0,6 M_{\odot}$ , спосо-

бен сбросить оболочку звезды, превратив ее ядро в остывающий большой карлик. Как уже говорилось, то обстоятельство, что общая масса звезд может существенно изменяться, сильно затрудняет выяснение их эволюции при ядерном горении; по этой же причине не окончательно ясна и судьба звезд массой меньше  $8 M_{\odot}$ .

Качественно теория объясняет дальнейшую эволюцию звезд с большей массой, однако в количественном отношении здесь много неясного и из-за недостаточности лабораторных данных о термоядерных реакциях, протекающих в недрах звезд. Так, например, ядерное горение углерода происходит при столкновении и присоединении друг к другу ядер  $C^{12}$  с синтезом ядер неона  $Ne^{20}$ , натрия  $Na^{23}$  или магния  $Mg^{23}$ . Характерная температура этого термоядерного синтеза в звездах составляет около 0,6 млрд. К, что соответствует энергии сталкивающихся частиц 1,7 МэВ. Экстраполяция же лабораторных данных о столкновении ядер  $C^{12}$  с энергией не менее 2,4 МэВ, как недавно признал У. Фаулер в своей Нобелевской лекции, может дать разницу на порядок в зависимости от используемой модели. Отсюда совершенно неопределенным является характерное время многих термоядерных реакций в звездах.

Тем не менее теория точно предсказывает, что дальнейшая эволюция звезды после образования кислородно-магниево-неонового ядра зависит от того, превышает или нет масса этого ядра величину  $1,37 M_{\odot}$ . Дело в том, что этой массы достаточно, чтобы в таком ядре (кстати, не обязательно в центре) началось ядерное горение неона, в результате синтезируются ядра кремния  $Si^{28}$ . Впоследствии может начаться ядерное горение кремния с образованием ядер никеля  $Ni^{56}$ , которые посредством захвата электрона и последующего  $\beta^+$ -распада превращаются в ядра железа  $Fe^{56}$ . После образования железного ядра звезда имеет очень сложную структуру «луковицы» со следами всех рассмотренных ядерных превращений (рис. 7). Надо сказать, что последние этапы ядерной эволюции звезд охватывают весьма непродолжительный промежуток времени.

Согласно современным представлениям эволюция и массивной звезды, и звезды с кислородно-магниево-неоновым ядром массой менее  $1,37 M_{\odot}$  заканчивается одинаково: в течение считанных секунд совершается гравитационный коллапс (сжатие) с образованием нейтрон-

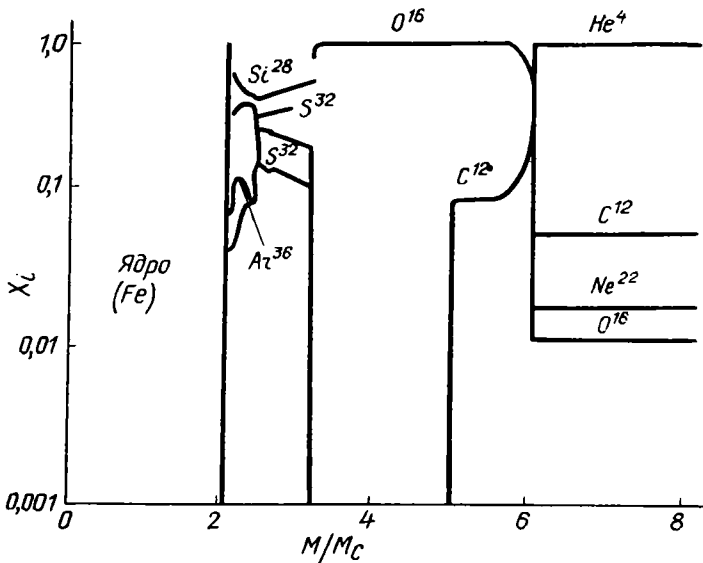


Рис. 7. Внутренняя структура звезды массой  $25 M_{\odot}$  на главной последовательности после образования в ней железного ядра (различные слои звезды указаны значением массы, отсчитываемой от центра звезды к наружным слоям)

ной звезды или черной дыры (последнее, видимо, возможно лишь в очень массивных звездах). Причем этот коллапс звезды осуществляется, так сказать, «беззвучно», т. е. без каких-либо сопровождающих взрывных процессов, подобных взрыву звезды как Сверхновой. Наиболее полно гидродинамическая картина данного явления была разработана в работах советского астрофизика Д. К. Надежина в середине 70-х годов.

Рассмотрим этот процесс несколько подробнее на примере гравитационного коллапса кислородно-магниево-неонового ядра массой менее  $1,37 M_{\odot}$ , которое образуется в ходе эволюции у звезд массой  $8-10 M_{\odot}$ . Как и в рассмотренном ранее случае углеродно-кислородного ядра, аналогичные обстоятельства приводят к тому, что и в данном ядре вырожденный электронный газ является релятивистским. Причем наличие этого газа не только не препятствует, но и способствует дальнейшему гравитационному коллапсу. Дело в том, что при плотностях, достигаемых при сжатии рассматриваемого ядра,

энергия «вырожденных» электронов становится достаточной для захвата их атомными ядрами, где они, взаимодействуя с протонами, превращаются в нейтроны с испусканием нейтрино.

Этот процесс, называемый нейтронизацией вещества, приводит к тому, что вырожденный электронный газ практически исчезает, затрачиваясь на образование нейтронов. Кроме того, потоки возникающих нейтрино беспрепятственно уносят наружу энергию, охлаждая газ, что также способствует гравитационному сжатию. По мере увеличения плотности вещества начинают протекать различные ядерные реакции, в том числе и с выделением энергии (например, возгорается кислород), но тенденция гравитационного сжатия столь сильна, что это не приводит к его остановке. Процесс кажется неудержимым, но в конце концов приостанавливается, и причиной этому опять же является вырождение вещества.

Все дело в процессе нейтронизации вещества, который на первых порах благоприятствовал дальнейшему гравитационному коллапсу. Однако в этом же процессе образуются нейтроны, которые, как мы знаем, тоже способны переходить в вырожденное состояние. Этот вырожденный нейтронный газ обладает гораздо большим давлением, чем вырожденный электронный газ, и поэтому устанавливает равновесную конфигурацию при очень высоких плотностях вещества. Правда, все еще зависит от массы звезды, поскольку теория предсказывает, что при массе, большей около  $2,5 M_{\odot}$ , гравитационное сжатие объекта не может быть приостановлено никакими силами, и он превращается в черную дыру. Поэтому для образования нейтронной звезды требуется, чтобы перед сжатием своего ядра звезда окончательно бы рассталась со своей оболочкой.

## **ТЕСНЫЕ ДВОЙНЫЕ СИСТЕМЫ**

Двойственность является весьма типичной характеристикой звездного мира: наблюдательные данные свидетельствуют, что большинство звезд входит в состав двойных систем. Особую важность здесь для нас представляют тесные двойные системы, в которых возможно перетекание вещества с одного компонента системы на другой, когда размеры первого достигают критической

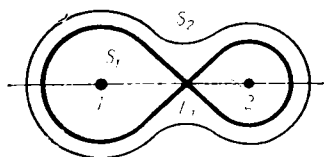


Рис. 8. Вертикальное сечение предельных поверхностей Роша для компонентов двойной системы:  $L_1$  — первая (внутренняя) точка Лагранжа;  $S_1$  и  $S_2$  — предельные динамические границы компонентов и всей системы в целом

поверхности Роша для данного компонента. Последнее обуславливается тем, что входящая в двойную систему звезда в ходе своей эволюции претерпевает некоторое расширение. Возникший обмен веществом между компонентами двойной системы в сильной степени воздействует на дальнейшую их звездную эволюцию, определяемую не только потерей, но и приобретением массы звездой.

Мы не будем здесь подробно останавливаться на понятии полости (или поверхности) Роша, поскольку читатель этой серии достаточно с ним знаком (см., например: Сурдин В. Г. Приливные явления во Вселенной. М., Знание, 1986). Напомним только, что полости Роша компонентов в двойной системе соприкасаются друг с другом в точке, называемой внутренней (первой) точкой Лагранжа  $L_1$  (рис. 8). Когда один из компонентов заполнит собой свою полость Роша, перетекание вещества к другому компоненту будет происходить как раз через внутреннюю точку Лагранжа. Если оба компонента в ходе звездной эволюции расширятся до пределов своих полостей Роша, то около них может образоваться общая оболочка системы (см. рис. 8).

Размеры полости Роша тем меньше, чем меньше масса компонента и расстояние до другого компонента. При достаточно близком расположении компонентов друг к другу в двойной системе обмен веществом возможен уже при незначительном расширении одного из компонентов при сжатии его центральных районов по мере исчерпания там запасов водорода. И как подобная ситуация не кажется исключительной (в этом случае период обращения компонентов друг около друга составляет всего несколько часов), она нередко встречается в астрономической практике (системы типа Алголя) и в свое время ставила в тупик астрономов. Как мы знаем, чем больше масса звезды, тем быстрее она продвигается в своей эволюции, а в таких системах наблюдалась обратная кар-

тина: более проэволюционировавшим является компонент с меньшей массой. На самом же деле его масса была больше раньше, однако после перетекания вещества к другому компоненту он ее заметно потерял.

Более характерным случаем для тесных двойных систем является заполнение полости Роша уже при возгорании слоевого источника в одном из компонентов и при превращении этой звезды в красный гигант. Отметим, что на этой стадии эволюции расширение звезды происходит гораздо быстрее, и поэтому темп потери массы ею весьма существен. За довольно небольшой промежуток времени в жизни звезды она потеряет заметную долю своей массы, что вызовет уменьшение размеров полости Роша и приблизит внутреннюю точку Лагранжа к этому компоненту. Естественно, это будет способствовать еще более быстрому перетеканию вещества к другому компоненту, и в конечном счете звезда потеряет всю свою оболочку, а обнажившееся ее ядро после остывания превратится в гелиевый белый карлик с небольшой оболочкой из водорода.

Размеры тесной двойной системы могут быть достаточно велики, так что заполнение полости Роша одним из ее компонентов происходит лишь после образования углеродно-кислородного ядра у одного из компонентов при превращении в сверхгигант с глубокой конвективной оболочкой. В этом случае темп потери массы компонентом будет более значительным, и он со временем превратится в углеродно-кислородный белый карлик. С другой стороны, при небольших размерах тесной двойной системы заполнение полости Роша одним из компонентов может осуществляться несколько раз (например, на стадии системы типа Алголя и при превращении в красный гигант).

До сих пор мы ограничивались рассмотрением того, как эволюционирует в тесной двойной системе звезда, заполняющая собой свою полость Роша. Другой компонент также подвержен необычной эволюции, временной масштаб которой в первую очередь определяется темпом приобретения массы компонентом. Если этот темп невелик (как в случае, например, систем типа Алголя), то при аккреции вещества с выделением тепловой энергии рассматриваемый компонент способен восстанавливать свое тепловое равновесие. Приобретение им массы лишь несколько убыстряет его ядерную эволюцию, в хо-

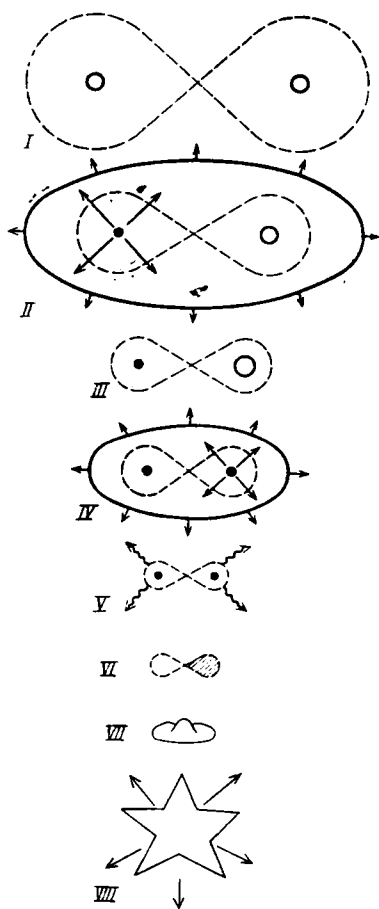


Рис. 9. Схема появления феномена Сверхновой I типа при эволюции тесной двойной системы с образованием двух углеродно-кислородных белых карликов (по А. Ибену и А. В. Тутукову): I — начальное состояние системы с массами компонентов 5—9  $M_{\odot}$ , радиусами 3—6  $R_{\odot}$ , расстоянием между компонентами 70—460  $R_{\odot}$ , периодом обращения компонентов 30 сут — 1 год (время существования в такой стадии 20—60 млн. лет); II — первая стадия общей оболочки (темп аккреции  $10^{-3} M_{\odot}$  в год, продолжительность стадии 1000 лет); III — промежуточная стадия с образованием белого карлика массой 0,7—1  $M_{\odot}$ , радиусом 0,01—0,03  $R_{\odot}$  при расстоянии между компонентами 10—65  $R_{\odot}$  и периодом обращения 2—30 сут (продолжительность стадии 40 млн. лет); IV — вторая стадия общей оболочки (темп аккреции  $10^{-5} M_{\odot}$  в год, продолжительность стадии 10 тыс. лет); V — стадия системы из двух белых карликов при расстоянии между компонентами 0,2—1,4  $R_{\odot}$  и периодом обращения 12 мин — 4 ч (продолжительность стадии 0,1—200 млн. лет; излучение гравитационных волн); VI — образование тяжелого диска при расстоянии между компонентами 0,01—0,02  $R_{\odot}$  и периодом обращения 15—30 с (продолжительность стадии около 100 с); VII — стадия тяжелого диска; VIII — феномен Сверхновой I типа

де которой он, в свою очередь, также может расширяться до пределов своей полости Роша. И если к этому времени первый компонент уже не заполняет собой свою полость Роша, то начинается перетекание вещества в обратную сторону: к субгиганту в системе типа Алголя или к белому карлику в других случаях.

Интересная ситуация создается, когда оба компонента двойной тесной системы заполняют свои полости Роша: образовавшаяся общая оболочка системы как бы формирует собой единый объект в виде гантели (см.

рис. 8). В этом случае возникает существенная потеря массы всей системой, что часто приводит к заключительной системе из двух белых карликов. Надо сказать, что потеря массы системой имеется и на более ранних стадиях эволюции. Звездный ветер, например, может уносить заметную долю массы звезды, особенно при ее превращении в гигант или сверхгигант. Причем эта масса вещества, распространяясь во все стороны от звезды, лишь частично попадает в полость Роша другого компонента. Это весьма усложняет расчеты эволюции тесной двойной системы и затрудняет оценки темпа приобретения массы одним компонентом при перетекании к нему вещества из заполненной полости Роша другим компонентом.

Однако перетекание вещества из полости Роша, заполненной одним из компонентов на стадии превращения в гигант или сверхгигант, вызывает столь высокий темп аккреции, что это обычно приводит к нарушению теплового равновесия у другого компонента. В результате последний, в свою очередь, начинает расширяться и быстро заполняет свою полость Роша. Естественно, в результате образуется общая оболочка системы, и по прошествии некоторого времени формируется система из двух белых карликов. На рис. 9 в качестве примера представлена схема формирования системы из двух углеродно-кислородных карликов согласно результатам расчета, полученным А. Ибеном (США) и А. В. Тутуковым (СССР) для объяснения феномена Сверхновой I типа.

Правда, не следует думать, что рассмотренный финал эволюции тесных двойных систем является единственным вариантом. Во-первых, здесь были представлены пути эволюции лишь для тесных двойных систем с компонентами не очень большой массы (рис. 10). В зависимости от начальных условий и от степени потери массы всей системой возможно образование двойных систем с самыми различными компонентами, в том числе и с нейтронной звездой в качестве одного из них (что характерно для феномена барстера). Во-вторых, читатель, наверное, не забыл, что вещество белых карликов находится в вырожденном состоянии. При аккреции на него вещества другого компонента начало горения водорода нарушает тепловое равновесие в оболочке белого карлика и приводит к взрывным процессам (что харак-



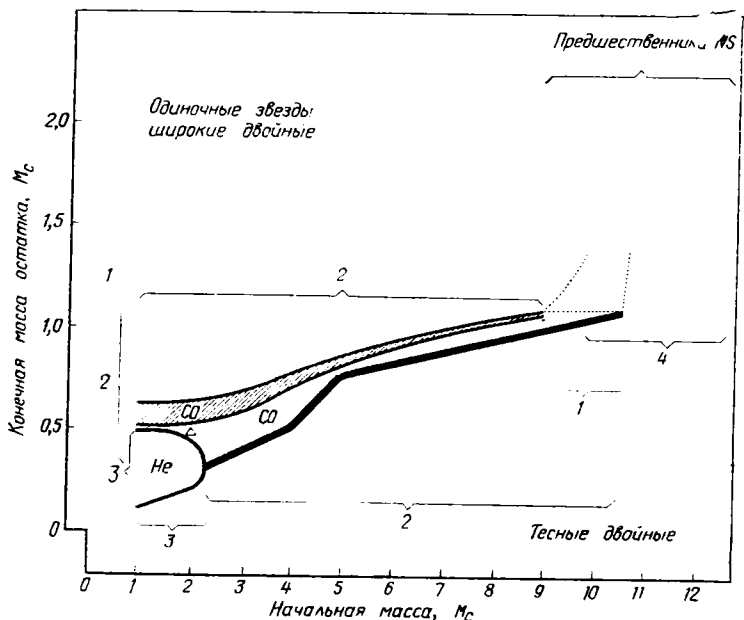


Рис. 10. Массы остатков белых карликов в зависимости от начальных масс (согласно расчетам эволюции одиночных звезд и двойных систем): 1 — кислородно-неоновый белый карлик; 2 — углеродно-кислородный белый карлик; 3 — гелиевый белый карлик; 4 — нейтронная звезда (NS)

терно для феномена Новых). В результате происходит заметная потеря массы двойной системой еще до стадии образования общей оболочки.

Наконец, отметим, что обмен массой между компонентами двойной системы сильно сокращает ее размеры (см. рис. 9). Это обстоятельство приводит на заключительном этапе к формированию столь тесных двойных систем с белыми карликами, что и в них становится возможен обмен массой между компонентами. Как мы увидим в дальнейшем, аккреция вещества в таких системах, особенно в случае углеродно-кислородных белых карликов, вызывает катастрофические последствия для всей системы. Осуществляемая в этих системах аккреция вещества на углеродно-кислородный белый карлик способна инициировать термоядерный взрыв всего белого карлика, и в этом взрыве может погибнуть и второй компонент системы. Этим объясняется феномен некото-

рых Сверхновых, о которых будет сказано подробнее несколько позже.

В заключение этого раздела немного остановимся на том, как проходит перетекание вещества с одного компонента к другому в тесной двойной системе. Попадая в полость Роша другого компонента и двигаясь вокруг него по спирали, частицы вещества образуют так называемый аккреционный диск, формирующийся почти в плоскости орбиты двойной системы (при этом возможны некоторые отклонения в связи с приливными эффектами). Лишь с образованием аккреционного диска начинается аккреция вещества на поверхность звезды, а если темп поступления вещества в полость Роша не очень велик, то, двигаясь также по спирали, частицы вещества могут покинуть полость Роша, так и не упав на поверхность звезды. Такие двойные системы с наблюдаемым движением вещества от одного компонента к другому без аккреции на него действительно встречаются в астрономической практике (системы типа  $\beta$  Лиры).

В последнем случае перетекание вещества как бы формирует мощный однонаправленный звездный ветер, вызывающий значительную потерю массы системой. Надо сказать, что роль звездного ветра чрезвычайно велика в эволюции компонентов двойной системы и всей ей самой в целом. Причем эта роль не ограничивается только потерью массы двойной системой, но и приводит к другим немаловажным эффектам. Так, например, французский астрофизик Э. Шацман в свое время показал, что звездный ветер приводит и к весьма существенной потере углового момента двойной системой. Это обстоятельство имеет большое значение для эволюции тесных двойных систем с рентгеновскими барстерами и катаклизмическими звездами, о чем подробно будет сказано несколько позже.

## **СВЕРХНОВЫЕ: НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ ДАННЫЕ**

Еще в далекой древности на небе изредка наблюдали появление ярких «новых звезд», которые по прошествии некоторого времени угасали и полностью исчезали из поля зрения. И лишь в XX в. стало окончательно ясно, что наблюдаемый феномен совершенно не связан с рождением звезд, а порой, наоборот, отражает собой их гибель в гигантском взрыве. Тем не менее на-

звание «Новые» за ними сохранилось, а позже среди них были выделены Сверхновые, по масштабам своего проявления намного превосходящие феномен обычных Новых. Как потом оказалось, именно феномен Сверхновых обусловлен полным разрушением звезды в сверхмощном термоядерном взрыве, тогда как Новые — это отголосок меньшего по масштабам взрывного процесса, не приводящего к разрушению звезды. В этой брошюре будут рассмотрены оба этих феномена, но начнем мы со Сверхновых.

В начале 40-х годов американский астроном Р. Минковский сделал предположение о подразделении Сверхновых на два типа. В таблице представлены основные данные о Сверхновых I и II типов, полученные из оптических наблюдений. Сразу же оговоримся, что в этой брошюре не будет обсуждаться феномен Сверхновых

**Основные наблюдательные данные  
о Сверхновых I и II типов**

Основные характеристики	Сверхновые I типа	Сверхновые II типа
Место вспышки	Эллиптические, спиральные и нерегулярные галактики	Только спиральные галактики (в спиральных рукавах)
Максимальная абсолютная звездная величина (светимость)	$(10^{10} L_{\odot})$ $-20^m$	Менее $-16^m$ (более $3 \cdot 10^8 L_{\odot}$ )
Кривая блеска	Скорость спада $0,1^m$ в сутки за первые 30 суток и около $0,01^m$ в сутки в последующее время	Различное поведение
Оптический спектр	Широкие неотожествленные особенности; отсутствие линий водорода и гелия	Бальмеровские линии, линии He I, Na I и т. д.
Предсверхновые звезды	Маломассивные	Массивные

II типа. Наблюдательных данных о них не столь уж много, и это весьма затрудняет получение согласованной теории феномена Сверхновых II типа. Предполагают, правда, что он связан с разрушением массивных звезд (с образованием нейтронной звезды) на поздних стадиях эволюции, однако много здесь неясного.

Итак, поговорим о Сверхновых I типа, и вначале

более подробнее остановимся на их наблюдательных характеристиках. Их оптические спектры весьма схожи, и все они имеют широкие полосы, отождествить которые так и не удалось до конца. Правда, в конце 60-х годов советский астрофизик Ю. П. Псковский предположил, что они, видимо, образуются линиями поглощения, сильно расширенными вследствие эффекта Доплера за счет большого разброса в скоростях движения вещества в оболочке Сверхновой I типа. Отметим также, что Э. Р. Мустель, анализируя в свое время оптические спектры Сверхновых I типа, сделал вывод об аномально высоком содержании кислорода, углерода, азота и серы в оболочках этих Сверхновых.

Спектральные линии подобных легких элементов имеют рентгеновские спектры остатков Сверхновых I типа, полученные с помощью спутника «Эйнштейн». Ультрафиолетовые наблюдения с использованием аппаратуры спутника «ИУЭ» показали, что по крайней мере три Сверхновые I типа обладают практически одинаковым спектром в данном диапазоне. Это указывает на то, что взрывающийся объект (предсверхновая) имеет схожие свойства для всех Сверхновых I типа. Об этом свидетельствуют и инфракрасные исследования Сверхновых I типа. Интересно, что наблюдения типичных Сверхновых I типа в радиодиапазоне дали отрицательный результат, и, по всей вероятности, у типичных Сверхновых I типа отсутствует радионезлучение.

Важным наблюдательным фактом является то, что в эллиптических галактиках вспыхивают только Сверхновые I типа, причем они имеют тенденцию вспыхивать на периферии этих галактик. Такое пространственное распределение указывает на то, что предсверхновые Сверхновых I типа являются старыми объектами. С другой стороны, в эллиптических галактиках, по всей вероятности, отсутствуют звезды, имеющие массу больше  $3 M_{\odot}$ , а как мы знаем, эволюция одиночных маломассивных звезд не сопровождается какими-либо взрывными явлениями. Отсюда напрашивается естественный вывод о том, что предсверхновые, вспыхивающие как Сверхновые I типа, являются членами двойных систем, где происходит аккреция вещества на маломассивную звезду с вырожденным состоянием своих недр. Иначе говоря, эти предсверхновые являются белыми карликами, образовавшимися в тесных двойных системах после обмена

масс с другим компонентом системы. Большой возраст предсверхновых указывает, что они, скорее, являются углеродно-кислородными карликами, хотя и не исключены другие варианты белых карликов для маломассивных звезд.

Можно отметить и еще один наблюдательный факт, который еще совсем недавно рассматривался с прямо противоположных позиций. Дело в том, что рентгеновские наблюдения с очень высоким разрешением (при помощи телескопа спутника «Эйнштейн») газовых остатков Сверхновых I типа, вспыхнувших в нашей Галактике в 1572 г. (Сверхновая Тихо Браге) и в 1604 г. (Сверхновая Кеплера), со всей определенностью указали на отсутствие там каких-либо звездоподобных остатков. Ранее же считалось как раз наоборот, что при взрыве предсверхновой образуется (как остаток) нейтронная звезда, и этим объяснялось происхождение пульсаров. В качестве примера обычно ссылались на пульсар в Крабовидной туманности, которая осталась от взрыва звезды, наблюдавшегося как Сверхновая I типа в 1054 г.

Однако в настоящее время эту Сверхновую не относят к I типу, в то время как Сверхновые Тихо Браге и Кеплера являются характерными представителями I типа. Поскольку же нейтронные звезды за несколько сот лет не могли остыть настолько, чтобы их нельзя было бы обнаружить в рентгеновском диапазоне с помощью телескопа спутника «Эйнштейн», то отсюда и сложилось мнение о полном разрушении звезд без всякого остатка (нейтронной звезды) при феномене Сверхновых I типа. Весьма вероятно, происхождение пульсаров свойственно феномену Сверхновых II типа, но, как говорилось, много здесь в теории неясного. Надо сказать также и о том, что в самом феномене, приведшем к образованию Крабовидной туманности, много еще неясного, несмотря на чрезвычайное количество собранной информации о Крабовидной туманности и ее пульсаре, как и о других подобных объектах (плерионах). Во всяком случае феномен Сверхновой, связанный с образованием Крабовидной туманности, весьма уникален по своим проявлениям, и его дальнейшее изучение может принести еще неожиданные результаты.

С другой стороны, в последние годы многое прояснилось в причинах феномена Сверхновых I типа, о чем более подробно будет сказано чуть позже. Стало понят-

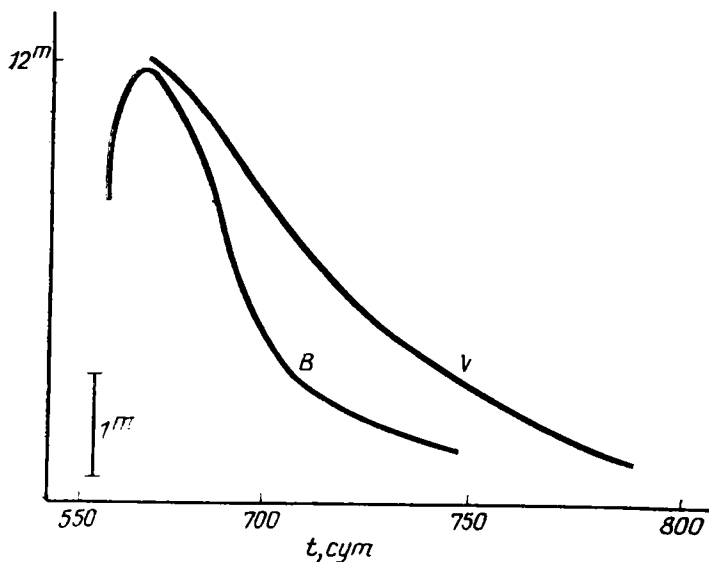


Рис. 11 Типичная кривая блеска Сверхновой I типа в голубых (B) и визуальных (V) лучах

ным и развитие этого феномена во времени, характеризуемое кривой изменения его блеска (рис. 11), Оказалось, что форма кривых блеска Сверхновых I типа тесно связана с выделением энергии при ядерных реакциях, инициируемых взрывным процессом, вызывающим такой феномен. Мощный термоядерный взрыв, приводящий к полному разрушению предсверхновой, по сути, является процессом взрывного ядерного горения, в ходе которого происходят все ядерные превращения, характерные для рассмотренной ранее эволюции одиночных звезд большой массы. Так, например, взрывное ядерное горение углерода не ограничивается синтезом неона, натрия и магния, а продолжается вплоть до образования ядер никеля  $Ni^{56}$ . Как читатель, наверное, помнит, ядра  $Fe^{56}$  не синтезируются непосредственно в термоядерных реакциях, а получают в результате радиоактивного распада, который и ответствен за форму кривых блеска Сверхновых I типа.

Впервые радиоактивный механизм накачки энергии был предложен в 1956 г. В. Бааде и его сотрудниками на примере распада ядер калифорния  $Cf^{254}$ . Превраще-

ние ядер никеля  $Ni^{56}$  (конечного продукта термоядерного синтеза в звездах) в ядра железа  $Fe^{56}$  осуществляется в двух последовательных циклах ядерного превращения. Вначале совершается захват электрона ядром  $Ni^{56}$  с образованием ядра кобальта  $Co^{56}$  при испускании гамма-квантов, затем происходит еще одна реакция ядерного превращения в результате  $\beta^+$ -распада, который обуславливает образование ядра железа  $Fe^{56}$  из ядра  $Co^{56}$ . Характерная особенность последнего превращения — это образование ядер  $Fe^{56}$  в возбужденном состоянии, которые переходят затем в основное состояние при испускании гамма-квантов. Оценки показывают, что потоки позитронов и гамма-квантов, возникающие в этих реакциях, вполне способны поставлять необходимое количество энергии в оболочку, оставшуюся при взрыве предсверхновой, чтобы объяснить длинный экспоненциальный «хвост» кривых блеска Сверхновых I типа.

Проведенные расчеты свидетельствуют о том, что для энергетического обеспечения кривых блеска Сверхновых I типа за счет рассмотренной цепочки радиоактивного распада требуется, чтобы при взрыве предсверхновой синтезировалось никеля в количестве от 0,6 до 1,2  $M_{\odot}$ . Характерное время захвата электронов ядрами  $Ni^{56}$  составляет всего около 6 сут, и поэтому сопоставить полученную оценку с результатами наблюдений практически невозможно. Однако в спектрах Сверхновых и их остатков должны быть линии излучения железа, по которым можно оценить содержание этого элемента в оболочках, оставшихся после взрыва предсверхновой. Так, например, Р. Кишнер и Дж. Оук, анализируя оптический спектр Сверхновой I типа, вспыхнувшей в 1972 г. (естественно, в другой галактике), показали, что ряд особенностей спектра, видимо, вызваны наложением различных линий излучения ионизованного железа.

Правда, надо отметить, что проведенные тогда оценки общего количества железа в оболочке этой Сверхновой дали удручающий результат — всего около 0,01  $M_{\odot}$ . Такое количество железа было намного ниже требуемого и поэтому вызывало различные кривотолки, однако выход из создавшейся кризисной ситуации нашел И. С. Шкловский. Он показал, что физические условия, существующие в остатке Сверхновой, способствуют пребыванию там железа преимущественно в состоянии двукратной ионизации ( $Fe^{III}$ ), а линии излучения  $Fe^{III}$  за-

метны лишь в других диапазонах спектра. Действительно, с помощью аппаратуры спутника «ИУЭ» впоследствии были обнаружены сильные линии ионизованного железа в ультрафиолетовом спектре остатка Сверхновой I типа, вспыхнувшей в нашей Галактике в 1006 г. Оценки количества железа, проведенные на основании этих данных, дали порядка  $1 M_{\odot}$ , что вполне согласуется с выводами теории.

Наконец, сравнительно недавно был получен результат, прямо свидетельствующий в пользу радиоактивного механизма накачки энергии в оболочках Сверхновых I типа. Анализируя спектр все той же Сверхновой 1972 г., американский астрофизик Т. Аксельрод в 1980 г. выявил в нем две линии излучения двукратно ионизованного кобальта ( $Co III$ ). Примечательно, что эти линии были хорошо заметны в спектре Сверхновой на 133-е и 264-е сутки, но уже отсутствовали на 376-е сутки (т. е. спустя 114 сут) после максимума блеска. Все это естественно объясняется радиоактивным распадом ядер  $Co^{56}$ , причем характерное время захвата электрона и испускания позитрона ядром  $Co^{56}$  составляет как раз 114 сут.

В заключение этого раздела остановимся на некоторой разновидности Сверхновых I типа, получивших название пекулярных. Форма их кривых блеска напоминает обычные, но в максимуме блеска светимость пекулярных Сверхновых I типа в 4 раза ниже. Оптический спектр спустя 2 мес после максимума блеска также ничем не отличается, но в максимуме блеска отсутствует характерная особенность, приписываемая линии поглощения ионизованного кремния. Имеется также неотожествленный дублет линий с длинами волн 630 и 650 нм. Все пекулярные Сверхновые I типа вспыхивали только в спиральных галактиках, причем впервые именно от этой разновидности Сверхновых I типа было зарегистрировано радиоизлучение.

Недавно был получен инфракрасный спектр одной из таких пекулярных Сверхновых I типа, где обнаружена сильная линия ионизованного железа ( $Fe II$ ). Кроме того, имеются свидетельства о том, что скорости расширения железной составляющей в оболочке сравнительно небольшие (около 2000 км/с). На основании полученных спектральных данных общее количество железа в оболочке оценивается примерно в  $0,3 M_{\odot}$ .



## ЧЕМ ЖЕ ВЫЗВАН ФЕНОМЕН СВЕРХНОВЫХ I ТИПА?

Идея о том, что ядерное горение в сильно вырожденном газе может объяснить феномен Сверхновых, была высказана в 1960 г. У. Фаулером и Ф. Хойлом. К концу 60-х годов выяснилось, что взрывное горение углерода вполне возможно в релятивистски вырожденном углеродно-кислородном ядре при эволюции звезд, имеющих на стадии главной последовательности массу 4—8  $M_{\odot}$ . Об этом говорилось ранее при рассмотрении ядерной эволюции одиночных звезд. Там же отмечался ряд трудностей наблюдательного (отсутствие ярких сверхгигантов асимптотической ветви) и теоретического характера (проблема сброса протяженной оболочки звездой), которые остаются неразрешенными в рамках такого подхода. Есть и еще косвенные данные, свидетельствующие против такого подхода; например, наличие белых карликов в молодых рассеянных скоплениях звезд указывает, что звезды с массой 6—7  $M_{\odot}$  на стадии главной последовательности способны превращаться в белые карлики без каких-либо катаклизмов.

С другой стороны, как отмечалось, феномен Сверхновых I типа вполне может вызываться последствиями аккреции вещества на белый карлик в тесной двойной системе, причем в этом подходе естественно объясняются многие характеристики Сверхновых I типа и их остатков. Расчеты показывают, что в данном случае требуется наличие двух белых карликов как компонентов тесной двойной систем, и как мы знаем, именно таким финалом заканчивается эволюция многих двойных систем (см. рис. 9). Иначе говоря, исходный состав тесной двойной системы должен включать в себя либо два гелиевых, либо гелиевый и углеродно-кислородный, либо два углеродно-кислородных белых карлика. Наибольшее распространение получила версия предсверхновой двойной системы с двумя углеродно-кислородными белыми карликами, разработанная трудами многих ученых, среди которых следует отметить К. Номото (Япония), А. Ибена (США) и А. М. Хохлова (СССР).

Однако не следует думать, что роль аккреции здесь заключается в иницировании ядерного горения углерода за счет энергии, высвобождаемой при падении вещества на углеродно-кислородный белый карлик. Как раз такая ситуация крайне нежелательна, поскольку она

не может обеспечить взрывное горение углерода с разрушением белого карлика. Дело в том, что в этом случае (как говорят, нецентрального возгорания углерода) ядерное горение начинается ближе к поверхности белого карлика, где вырождение электронного газа не столь сильное. По мере медленного движения фронта ядерного горения углерода к центру белого карлика область ядерного горения постепенно превращается в кислородно-магниево-неоновое ядро, которое впоследствии может испытать гравитационное сжатие до нейтронной звезды. Естественно, никакого феномена Сверхновой при этом не возникает.

Расчеты показывают, что нецентральное возгорание углерода не происходит, если темп аккреции не превышает  $3,5 \cdot 10^{-6} M_{\odot}$  в год. Столь небольшой темп аккреции углеродно-кислородной смеси на углеродно-кислородный белый карлик приводит лишь к увеличению его массы, в результате чего становится возможным возгорание углерода в центральных районах, как и в случае эволюции одиночных массивных звезд. Правда, за одним существенным исключением: белый карлик не окружен протяженной оболочкой, имеющейся у сверхгигантов на стадии возгорания углерода в центре углеродно-кислородного ядра. В то же время, как и в центре углеродно-кислородного ядра сверхгиганта, плотность в центре белого карлика столь высока (порядка  $10^9$  г/см<sup>3</sup>), что вырожденный электронный газ там становится релятивистским. И как только энерговыделение за счет термоядерных реакций превысит энергетические потери на излучение нейтрино, начнется резкое повышение температуры в вырожденном веществе, способствующее более эффективному процессу ядерного горения.

На рис. 12 представлена диаграмма температура — плотность вещества в центре белого карлика, где специальной линией указано соотношение между температурой и плотностью при выполнении условия  $\epsilon_{\text{CC}} = \epsilon_{\nu}$ , где  $\epsilon_{\text{CC}}$  — удельное энерговыделение при ядерном горении углерода, а  $\epsilon_{\nu}$  — удельные энергопотери на излучение нейтрино. Отметим, что дальнейшее ядерное горение осуществляется при постоянной плотности, даже при увеличении температуры. На этой стадии перенос энергии осуществляется за счет конвекции и других процессов, и при допустимых условиях дальнейшее развитие взрывного ядерного горения не обязательно должно бы-

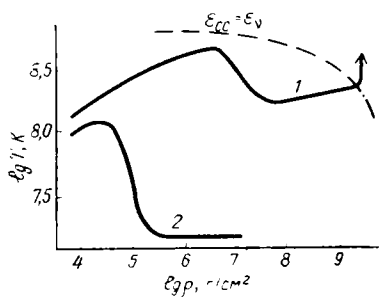


Рис. 12. Эволюция углеродно-кислородного белого карлика с начальной массой  $0,838 M_{\odot}$  при аккреции углеродно-кислородной смеси с темпом аккреции  $2 \cdot 10^{-6} M_{\odot}$  в год: 1 — распределение плотности и температуры в момент возгорания углерода; 2 — начальное распределение (по А. М. Хохлову)

ло приводить к мгновенному нарушению гидростатического равновесия и взрыву белого карлика как предсверхновой.

Центральный вопрос, который всегда требовалось решать при построении теории Сверхновых I типа в рамках рассматриваемой модели, заключается в характере распространения ядерного горения в недрах белого карлика. Когда в США появились только первые работы в этом направлении, безусловным считалось, что ядерное горение должно происходить в режиме детонации, т. е. с возникновением мощной ударной волны, приводящей к разрушению белого карлика без всякого остатка (за исключением разлетающейся оболочки, оставленной взрывом). Расчеты показывали, что в этом случае энергетика, задаваемая детонационным механизмом, вполне согласуется с оценками, характерными для Сверхновых I типа. Однако детонационный механизм привел к тому, что оболочка, разлетающаяся после взрыва белого карлика, должна практически полностью состоять из железа (после его радиоактивного образования) общей массой около  $1,4 M_{\odot}$ .

Таким образом, детонационный механизм не может объяснить в рамках рассматриваемой модели происхождение других элементов, кроме железа, обнаруживаемых в немалом количестве в спектрах Сверхновых I типа. Требовался более медленный режим ядерного горения, фронт которого распространялся бы в недрах белого карлика без образования сильной ударной волны (режим дефлаграции). Впервые дефлаграционный механизм (на примере синтеза магния в процессе ядерного горения углерода) был рассмотрен в 1974 г. группой советских астрофизиков во главе с В. С. Имшенником. К со-

жалению, в этой работе не учитывалась конвекция, играющая важную роль в переносе энергии. В дальнейшем дефлаграционный механизм (уже с учетом конвекции) был подробно разработан в многочисленных работах японских и американских ученых.

Конвективное ядро у углеродно-кислородного белого карлика образуется, как только энергвыделение при ядерном горении углерода станет больше энергопотерь на излучение нейтрино. Несмотря на конвекцию, температура в центре белого карлика все же медленно будет увеличиваться, повышая энергвыделение при ядерном горении. Однако для энергетики взрывного процесса чрезвычайно важно, насколько эффективно конвекция переносит энергию и охватывает все большую часть недр общим энергетическим режимом. При малоэффективной конвекции не в достаточной степени обеспечивается энергетика дефлаграционного механизма, и поэтому дефлаграционный механизм требует довольно высокой эффективности конвекции на первых стадиях ядерного горения.

Когда температура достигает значения около 0,8 млрд. К, перенос энергии посредством конвекции становится неэффективным, и температура недр белого карлика начинает очень быстро возрастать. Собственно говоря, это и приводит в конечном счете к разрушению гидростатического равновесия белого карлика. Однако важным обстоятельством является то, что при температуре порядка 5 млрд. К устанавливается так называемое термодинамическое равновесие для ядерных реакций, т. е. они с одинаковой эффективностью идут в прямом и обратном направлениях. Наряду с термоядерным синтезом осуществляются и обратные реакции, и этим объясняется, что при взрыве белого карлика как предсверхновой в оставшейся оболочке, помимо никеля, превращающегося в железо, присутствуют и легкие элементы.

Следует отметить, что взрывное ядерное горение углерода как бы осуществляется в два этапа: на первом синтезируются неон, магний и другие элементы (в основном кремний), а на втором образуются элементы группы железа (в том числе и никель). В этом смысле имеются как бы две ступени в установлении термодинамического равновесия. Однако, как показал А. М. Хохлов, вторая ступень, т. е. на уровне синтеза элемен-

тов группы железа, нарушается при снижении плотности вещества до значения около  $5 \cdot 10^7$  г/см<sup>3</sup>, а далее основными продуктами синтеза будут кремний, магний, неон и кислород. Согласно расчетам требуется менее 1 с, чтобы фронт ядерного горения, распространяясь к наружным слоям, достиг слоев белого карлика с такой плотностью (при этом ядерное горение охватывает около  $0,9 M_{\odot}$ ). Этим и объясняется аномально высокое содержание данных элементов, как это следует из спектров Сверхновых I типа.

В предположении достаточно высокой эффективности конвекции К. Номото, например, получил, что при дефлаграционном механизме ядерного горения в рассматриваемой модели высвобождаемая ядерная энергия составляет  $2 \cdot 10^{51}$  эрг, а кинетическая энергия, вызванная взрывом белого карлика как предсверхновой, —  $1,5 \cdot 10^{51}$  эрг. В качестве начальных данных предполагалось, что до аккреции плотность и температура в центре углеродно-кислородного белого карлика соответственно равны  $3,4 \cdot 10^7$  г/см<sup>3</sup> и 10 млн. К. При темпе аккреции  $4 \cdot 10^{-8} M_{\odot}$  в год плотность в центре белого карлика возрастает до  $2,6 \cdot 10^9$  г/см<sup>3</sup> перед возгоранием углерода, а масса достигает  $1,378 M_{\odot}$ . Подсчет образующегося количества никеля дал  $0,65 M_{\odot}$ .

Помимо прочего, дефлаграционный механизм обеспечивает достаточно мощную нейтринную вспышку, которой сопровождается взрыв белого карлика как предсверхновой. Например, в рассмотренной ранее модели К. Номото энергия этой вспышки составляет  $3,7 \cdot 10^{49}$  эрг. Наконец, отметим, что при действии дефлаграционного механизма также не образуется нейтронной звезды как остатка от взрыва белого карлика.

Обсудим теперь модель тесной двойной системы, в которой происходит аккреция вещества от гелиевого белого карлика на углеродно-кислородный белый карлик. Как и раньше, важную роль здесь играет темп аккреции, но в отличие от предыдущего случая здесь возгорается гелий в оболочке углеродно-кислородного белого карлика, созданной аккрецией. Поэтому высокий темп аккреции должен приводить к нарушению теплового равновесия в оболочке, она затем раздувается, и углеродно-кислородный белый карлик превращается в конфигурацию, напоминающую красный гигант. Правда, вполне возможно, что при возгорании гелия происхо-

дит потеря (частичная или полная) оболочки, созданной около углеродно-кислородного белого карлика, хотя в рассматриваемых условиях «гелиевая вспышка» не может быть особенно уж мощной.

При темпе аккреции, меньшем критического, на поверхности углеродно-кислородного белого карлика образуется массивная гелиевая оболочка, в которой со временем может начаться взрывное ядерное горение гелия. Расчеты показывают, что при такой конфигурации — углеродно-кислородное ядро и гелиевая оболочка — при действии аккреции возгорается гелий, поскольку требуемая для этого температура существенно ниже, чем при возгорании углерода. Возгорание происходит на дне оболочки, а затем взрывное ядерное горение быстро распространяется наружу, так что оно не затрагивает углеродно-кислородного ядра, которое может остаться после взрыва, лишь немного потеряв свою массу.

Таким образом, в такой модели феномен Сверхновой обеспечивается лишь взрывным ядерным горением оболочки белого карлика. Это не очень привлекает теоретиков к данной модели, а кроме того, имеется еще ряд трудностей специфического характера. Ведь чтобы обеспечить энергетику процесса, достаточную для феномена Сверхновых, масса оболочки должна быть сравнительно большой, однако возгорание гелия вполне может начаться и в менее массивной оболочке. Но в этом случае не обеспечивается требуемой энергетики взрывного процесса.

Последнее обстоятельство привлекло к этой модели внимание А. М. Хохлова и Э. В. Эргмы при объяснении феномена пекулярных Сверхновых I типа. При этом оказалось, что для этого необязательно требовать наличия именно гелиевого белого карлика в качестве второго компонента системы, поскольку вполне допустимо наличие двух углеродно-кислородных белых карликов с гелиевыми оболочками (весьма характерный финал для эволюции тесных двойных систем). При достаточно небольшом темпе аккреции (опять же характерном для таких систем) гелия, поставляемого одним из компонентов, на гелиевую оболочку другого возникает взрывное горение гелия на дне оболочки. Если еще допустить, что масса углеродно-кислородных белых карликов очень мала (менее  $1 M_{\odot}$ ), то взрывной процесс в такой модели приводит к полному разрушению белого карлика.

Следует отметить, что характерное время ядерного горения гелия даже при высоких температурах, но при небольших плотностях весьма незначительно по сравнению с характерным временем взрывного процесса. Это приводит к неполному выгоранию гелия во время взрыва, что также обеспечивает небольшую энергетiku процесса. При этом в случае детонационного механизма основным продуктом взрывного ядерного горения будет никель, и этим можно объяснить отсутствие линии кремния в спектрах пекулярных Сверхновых I типа. Правда, специфический характер ядерного горения гелия при небольших плотностях обеспечивает незначительное содержание кремния также и при действии дефлаграционного механизма.

Надо сказать, что существует альтернативная модель феномена пекулярных Сверхновых I типа, которую предложили американские астрофизики К. Уйлер и Ч. Левро. По их мнению, данный феномен может возникать в ходе эволюции одиночной звезды, имеющей на стадии главной последовательности массу  $10\text{--}15 M_{\odot}$ . При образовании у такой звезды гелиевого ядра массой  $2\text{--}4 M_{\odot}$  специфические условия могут обеспечить взрывное ядерное горение гелия, вызываемое детонационной ударной волной. Однако при этом требуется, чтобы до взрыва звезда лишилась своей обширной водородной оболочки (проблема, характерная для интерпретации феномена Сверхновых I типа с помощью одиночных звезд), а кроме того, в рассматриваемой модели вследствие ряда причин образуется совсем уж небольшое количество никеля (значительно меньше  $0,1 M_{\odot}$ ).

В заключение этого раздела немного остановимся на возможности возникновения феномена Сверхновых I типа при аккреции в тесной двойной системе, состоящей из двух гелиевых белых карликов. Характер эволюции тесных двойных систем таков, что максимальная суммарная масса обоих гелиевых белых карликов в них не может превышать  $1 M_{\odot}$ . Для объяснения же феномена Сверхновых I типа требуется, чтобы масса одного из компонентов составляла  $0,7\text{--}1 M_{\odot}$ , что в рамках данной модели означает перетекание почти всего вещества одного из компонентов к другому. Кроме того, для возгорания гелия именно в центре белого гелиевого карлика требуется, чтобы темп аккреции заключался в очень узких пределах — от  $10^{-8}$  до  $2 \cdot 10^{-8} M_{\odot}$ . В прин-

ципе взрывное ядерное горение гелия в такой модели все же может обеспечить феномен Сверхновых I типа, но вследствие перечисленных причин такое событие — уж очень редкое явление.

## НОВЫЕ И ПОВТОРНЫЕ НОВЫЕ

Читатель этой серии, по-видимому, знаком с основными характеристиками Новых (см., например: Архипова В. П. Новые. М., Знание, 1984). Напомним, что феномен Новых по своим масштабам проявления заметно уступает феномену Сверхновых: если Сверхновые во время максимума вспышки увеличивают свой блеск в миллионы раз, то Новые — в среднем в 10 000 раз с энерговыделением «всего»  $10^{46}$  эрг. В 20-х годах нашего столетия выяснилось, что звезды, вспыхивая как Новые, не разлетаются полностью на осколки; к этому времени также появились сведения о существовании повторных Новых, т. е. звезд, неоднократно вспыхивающих как Новые. Наконец, в 50-х годах стало ясно, что звезды, вспыхивающие как Новые, входят в состав тесных двойных систем.

Все это указывало на то, что феномен Новых связан со взрывным процессом, не приводящим к разрушению гидростатического равновесия звезды, являющейся одним из компонентов тесной двойной системы. Впервые термоядерный механизм для объяснения Новых обсуждался еще в 40-х годах в работах советских ученых Л. Э. Гуревича и А. И. Лебединского, которые связывали этот феномен с термоядерным взрывом легких элементов (лития, бериллия и т. д.) на периферийных частях одиночной звезды. В 70-х годах в работах американских астрофизиков получила окончательное развитие современная концепция феномена Новых как взрывного возгорания водорода на поверхности белых карликов при действии аккреции в тесной двойной системе.

Наблюдательные данные говорят о том, что второй компонент в этой системе — холодная красная звезда, с которой на белый карлик перетекает водородно-гелиевая смесь, обогащенная углеродом, кислородом и азотом, т. е. элементами, участвующими в реакциях углеродно-азотного цикла ядерного горения водорода. Как уже неоднократно подчеркивалось, чтобы началось ядерное горение на дне оболочки, темп аккреции должен



быть достаточно небольшим, а кроме того, чем меньше темп аккреции, тем более массивная оболочка накапливается на поверхности белого карлика при аккреции и тем больше энергия, выделяемая при взрывном возгорании водорода.

Надо сказать, что из-за высокой чувствительности термоядерных реакций к температуре физические условия при взрывном возгорании водорода на дне оболочки меняются чрезвычайно быстро, и поэтому при численных расчетах требуется рассматривать очень маленькие временные промежутки. Последнее приводит к значительному количеству машинного времени при использовании ЭВМ в расчетах довольно продолжительного времени процесса, и лишь сравнительно недавно были получены результаты, прояснившие характер развития вспышки Новой, соответствующий наблюдательным данным. Эти данные указывают, что имеются следующие этапы в развитии вспышки Новой: возрастание блеска к болометрическому (по всему спектру) максимуму; возрастание блеска к максимуму в визуальной области спектра; стадия постоянной болометрической светимости; спад блеска. В зависимости от быстроты этого спада Новые подразделяют на быстрые и медленные (правда, у каждого из этих двух типов различается и возрастание блеска).

На рис. 13 представлен полученный А. Ибеном эволюционный трек белого карлика, ответственного за феномен Новой, на различных этапах ее развития. При темпе аккреции  $10^{-9}$ — $10^{-10} M_{\odot}$  в год на достаточно массивный (около  $1 M_{\odot}$ ) углеродно-кислородный белый карлик при необходимом накоплении аккрецируемой оболочки водород возгорается на ее дне в таких условиях, которые приводят к тепловой неустойчивости ядерного горения. В результате быстрого повышения температуры (до 0,2 млрд. К) в зоне ядерного горения развивается сильная конвекция, способная эффективно переносить энергию к наружным слоям. Поскольку время конвективного переноса незначительно, оболочка белого карлика не успевает заметно расшириться, что и обуславливает общее (болометрическое) увеличение светимости Новой на первом этапе. На диаграмме светимость — эффективная температура (см. рис. 13) белый карлик передвигается вверх влево.

После того как энерговыделение от ядерного горе-

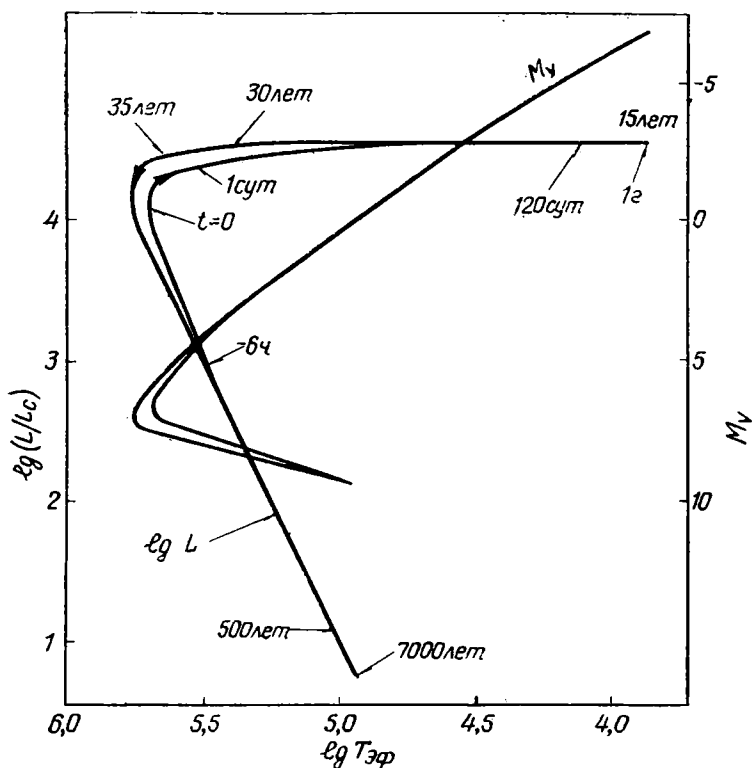


Рис. 13. Эволюционный трек белого карлика при феномене Новой

ния водорода достигнет своего максимального значения, оболочка белого карлика начнет заметно расширяться, и он попадает в область красных (желтых) гигантов на диаграмме Герцшпрунга—Рессела. На теоретической диаграмме светимость — эффективная температура (см. рис. 13) белый карлик передвигается в сторону более низких температур, что вызвано расширением его оболочки. Когда звезда достигает максимума блеска в визуальной области спектра, она на диаграмме Герцшпрунга—Рессела находится в области сверхгигантов спектральных классов F и G. У быстрых Новых характерное время достижения максимума визуального блеска иногда составляет всего несколько суток, а у медленных Новых — более 100 сут.

После достижения максимума визуального блеска Новая некоторое время имеет постоянную болометрическую светимость, обеспечиваемую слоевым источником ядерного горения водорода вокруг вырожденного углеродно-кислородного ядра. Этот этап развития вспышки Новой должен сопровождаться мощным звездным ветром, «сдувающим» значительную часть аккрецируемой оболочки в окружающее пространство. Если бы этого не было, то после выгорания слоевого источника произошло бы сжатие оболочки, а продолжающаяся аккреция вскоре вызвала бы начало нового цикла вспышки ядерного горения. И хотя обнаружено уже несколько повторных Новых, их существование является все же исключением из общего правила и вызывается специфическими причинами, о чем будет сказано позже.

На потерю значительной части оболочки указывают непосредственные ее наблюдения около системы, где вспыхнула Новая, а также результаты спектроскопических измерений, свидетельствующих о непрерывном выбросе вещества во время вспышки Новой. Наконец, имеется еще одно теоретическое соображение относительно существенной потери массы оболочкой при вспышке Новой. Дело в том, что возгорание водорода становится возможным при накоплении оболочкой за счет аккреции массы  $10^{-4} M_{\odot}$ , в то время как энергетика феномена Новой (порядка  $10^{16}$  эрг) требует, чтобы масса оболочки не превышала  $10^{-6} M_{\odot}$ . Кроме того, если оболочка массой  $10^{-4} M_{\odot}$  выгорала бы полностью, то продолжительность ядерного горения при этом намного превышала бы характерное время вспышки Новой, получаемое из наблюдений.

Каков же механизм сброса оболочки?

Он оказался связанным с тем обстоятельством, что ядерное горение водорода в слоевом источнике протекает в условиях вырожденного газа. И если при температурах ниже  $7 \cdot 10^7$  К это горение происходит еще согласно термоядерным реакциям углеродно-азотного цикла, то при повышении температуры, как, наверное, читатель помнит, осуществляется уже «горячий» углеродно-азотный цикл. Однако при достижении некоторого еще более высокого значения температуры электронная составляющая перестает быть вырожденной, и это вызывает быстрое расширение оболочки и потерю массы. При этом происходит потеря энергии, которая «гасит» ядерное го-

рение. Этим объясняется как существование мощных выбросов вещества при вспышках Новых, так и неполное выгорание всей оболочки.

Мощность выброса, как показывают расчеты «горячего» углеродно-азотного цикла, во многом определяется содержанием углерода, азота и кислорода в аккрецируемой оболочке, т. е. элементов, участвующих в термоядерных реакциях этого цикла. Если, например, содержание упомянутых элементов значительно увеличено по сравнению с их содержанием на Солнце, то возможны очень ощутимая потеря оболочки и быстрое развитие вспышки, особенно характерное для быстрых Новых. Проведенные в последнее время исследования химического состава Новых по их спектрам не только показали аномально высокое (по сравнению с солнечным) содержание элементов углеродно-азотного цикла, но и указали на наличие корреляции между содержанием этих элементов и типом Новых (быстрой или медленной).

Однако, как это часто бывает, нет правила без исключения: в оболочке Новой, вспыхнувшей в направлении созвездия Геркулеса в 1934 г. (DQ Геркулеса), содержание этих легких элементов значительно увеличено по сравнению с солнечным, однако по спаду своей кривой блеска эта Новая явно классифицируется как медленная. Это означает, что, кроме химического состава аккрецируемой оболочки, должны существовать еще и другие факторы, влияющие на развитие вспышки Новой. Одним из таких факторов является масса белого карлика, на что впервые указал американский астрофизик Дж. Трурэн, который совместно с С. Кейноуном показал, что различие в массах при одинаковом содержании элементов углеродно-азотного цикла вызывает и различное развитие вспышки Новых. В частности, как мы увидим позже, это обстоятельство объясняет и существование повторных Новых.

Чтобы проиллюстрировать результат, полученный Дж. Трурэнном и С. Кейноуном, обратимся к неожиданному на первый взгляд соотношению между радиусом и массой белых карликов: если для обычных звезд чем больше масса, тем больше радиус, то для белых карликов существует обратная зависимость. Но на самом деле ничего странного в этом нет, ведь при большей массе требуется более сильное давление вырожденного газа

для равновесной конфигурации, а это давление, как мы знаем, пропорционально плотности, т. е. достигается при большем сжатии белого карлика. Иначе говоря, чем больше масса белого карлика, тем меньше его радиус, что и требовалось доказать. Как следствие этого факта отметим, что поскольку плотность в звезде увеличивается по направлению к центру звезды, то в случае более массивного (и имеющего меньший радиус) белого карлика плотность на дне аккрецируемой оболочки, необходимая для возгорания водорода, достигается при меньшей массе оболочки.

Надо сказать, что зависимость массы аккрецируемой оболочки, где возгорается водород, от радиуса, а значит, и от массы белого карлика, весьма существенна. Расчеты показывают, что если масса у одного белого карлика меньше в 2 раза, чем у другого (скажем, 0,5 и 1  $M_{\odot}$ ), то масса его аккрецируемой оболочки, необходимой для возгорания водорода, больше уже в 10 раз. Вот почему даже при одинаковом (с быстрыми Новыми) содержании элементов углеродно-азотного цикла развитие вспышки DQ Геркулеса может так разительно отличаться, если несколько меньше масса белого карлика, ответственного за феномен этой Новой. В частности, американские ученые показали, что более массивная аккрецируемая оболочка приводит к гораздо более медленному спаду блеска, а с другой стороны, как уже отмечалось, и возгорание водорода в этом случае происходит не столь уж быстро, что обуславливает более медленное возрастание блеска на первых этапах развития вспышки Новой.

Естественно, обратная ситуация возникает в случае маломассивных аккрецируемых оболочек, и в этом заключается суть феномена повторных Новых. Среди последних особенно выделяется RS Змееносца, вспыхивавшая в 1898, 1933, 1958 и 1967 гг., т. е. между ее двумя последними вспышками прошло всего 9 лет. Очевидно, что за такой короткий срок в аккрецируемой оболочке не может накопиться слишком большой массы, а в свою очередь, маломассивная оболочка, как мы знаем, характерна для быстрого возникновения и спада вспышечного процесса у массивных белых карликов. Иначе говоря, повторные Новые вызываются аккрецией вещества в тесных двойных системах с белыми карликами очень большой массы, превышающей, возможно, предел

Чандрасекхара. Напомним, что этот предел получен для остывающего холодного карлика, однако предельная масса его равновесной конфигурации может заметно превышать  $1,4 M_{\odot}$  (или, вернее,  $1,2 M_{\odot}$  с учетом релятивистских эффектов), если белый карлик достаточно горячий (так как это создает дополнительное давление).

Таким образом, характер термоядерного взрыва в аккрецируемой оболочке белого карлика в тесных двойных системах, определяющий кривую блеска Новой, зависит от химического состава аккрецируемого вещества, характеристик белого карлика (его массы или радиуса, светимости или эффективной температуры), а также от темпа аккреции. В частности, в случае повторных Новых требуется довольно высокий темп аккреции (порядка  $10^{-7} M_{\odot}$  в год, чтобы RS Змееносца вспыхнула через 9 лет). В заключение отметим, что, несмотря на существование, может, очень массивных белых карликов, масса аккрецируемой оболочки не должна заметно быть меньше  $10^{-6} M_{\odot}$ , поскольку в ином случае, во-первых, не будет обеспечена энергетика феномена Новых, а во-вторых, ядерное горение водорода станет осуществляться в спокойном режиме, без развития каких-либо взрывных процессов.

Отметим, что недавно в оболочках двух Новых выявилось избыточное содержание неона, алюминия, магния. Возможно, что это вызвано аккрецией на кислородно-неоно-магниевый белый карлик, но, может, и нарушением «горячего» углеродно-азотного цикла.

## **КАТАКЛИЗМИЧЕСКИЕ И СИМБИОТИЧЕСКИЕ ЗВЕЗДЫ**

Двойные звезды, которые претерпевают вспышки излучения в оптическом диапазоне, имеют общее название катаклизмических. Существует множество разновидностей катаклизмических звезд, вспышки излучения которых чередуются в некоторой последовательности, причем энергетика вспышечных процессов не столь велика, как у Новых. Естественно, все эти вспышки вызваны не термоядерными взрывами, а какими-то другими процессами, о которых мы расскажем довольно бегло, поскольку это не относится непосредственно к теме нашей брошюры. Отметим, что все катаклизмические звезды входят в состав тесных двойных систем, в которых период обращения компонентов составляет порядка не-

скольких часов. Тесная двойная система с катаклизмической звездой обычно состоит из маломассивной звезды, находящейся на стадии красного гиганта или главной последовательности, и белого карлика. После заполнения полости Роша этой звездой ее вещество начинает перетекать на белый карлик, образуя около него аккреционный диск. Заполнение полости Роша может происходить из-за потери орбитального момента за счет звездного ветра, благодаря чему, компоненты системы сближаются, а их полости Роша уменьшаются вплоть до того, как одна из них не оказывается меньше размеров обычной звезды. На начальных этапах формирования аккреционного диска в таких системах и возникают вспышечные процессы, связанные с неустойчивостью аккреционного диска.

Обсуждая феномен Новых, мы предполагали, что темп аккреции вещества на белый карлик практически не меняется, однако это возможно лишь тогда, когда аккреционный диск имеет достаточно большую массу. На начальных же этапах его формирования аккреционный диск весьма неустойчив, и время от времени часть его вещества попадает на поверхность белого карлика, приводя к вспышкам его излучения. Надо сказать, что если масса аккреционного диска мала, то падения вещества из него на поверхность белого карлика почти не происходит, чему, в частности, препятствует давление излучения горячего белого карлика. Лишь неустойчивое состояние аккреционного диска на этой стадии обуславливает попадание вещества на поверхность белого карлика, правда, в случае довольно высокого темпа пополнения аккреционного диска веществом он может стать неустойчивым и при более поздней стадии формирования. В последнем случае вспышки возникают более редко, но зато они и более мощные.

В распределении таких систем по периодам наблюдается интересная закономерность: отсутствие систем с катаклизмическими звездами, имеющих периоды от 2 до 3 ч (рис. 14). Некоторые ученые предполагают, что это связано с эволюцией более массивного компонента системы, когда он в результате потери вещества уменьшается в массе до  $0,3 M_{\odot}$ . Дело в том, что в этом случае звезда становится полностью конвективной, и данное обстоятельство может привести к резкому уменьшению потоков звездного ветра. Последнее обуславливает внезап-

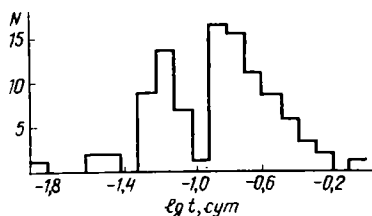


Рис. 14. Распределение катаклизмических звезд по периодам

является главным источником потери углового момента в системах с периодами от 3 до 6—8 ч. Естественно, в рамках этой гипотезы для систем с периодами менее 2 ч должен существовать другой эффективный источник потери углового момента системой (обычно его связывают с излучением гравитационных волн системой).

Вот, пожалуй, и все о катаклизмических звездах, претерпевающих маломощные вспышки и представляющих для нас интерес главным образом из-за того, что часть из них со временем может вспыхнуть как Новые. Ведь в самом деле, когда масса аккреционного диска становится достаточно большой, может начаться аккреция вещества с практически постоянным темпом, а это при выполнении ряда условий (о которых говорилось в предыдущем разделе) приводит к феномену Новых. Отметим, правда, что двойные системы с катаклизмическими звездами возникают не только в ходе естественной эволюции тесных двойных систем, но могут образоваться и вследствие приливного захвата в областях с большой концентрацией звезд (например, в шаровых звездных скоплениях).

Обратимся теперь к еще одной разновидности двойных систем, которые выявились по специфическим спектрам входящих в них звезд. Эти звезды получили название симбиотических, поскольку в их спектрах одновременно присутствуют полосы поглощения окиси титана (признак холодной звезды) и эмиссионные линии элементов очень высокой степени ионизации (признак горячей звезды). Характерной особенностью симбиотических звезд является то, что они могут увеличивать на несколько месяцев свой блеск, а затем возвращаются

ное уменьшение потери углового момента за счет звездного ветра, звезда убыстряет вращение и сжимается так, что становится внутри своей полости Рош, и в конечном итоге становится разделенной, т. е. без обмена масс между компонентами. Расчеты указывают, что звездный ветер является



к прежнему уровню излучения. На рис. 15 представлена кривая блеска одной из таких звезд (*Z* Андромеды), где прослеживаются относительно спокойные периоды, сменяемые периодами активности (при повышении блеска на 3—4<sup>m</sup>). Известны так называемые симбиотические Новые, блеск которых увеличивается на 4<sup>m</sup> и остается на этом уровне в течение десятилетий.

Холодные компоненты в этих двойных системах являются гигантами или сверхгигантами спектрального класса *M* (очень редко спектральных классов *K* и *G*). В спектрах симбиотических звезд обнаружены линии элементов на различной степени ионизации. Излучение в линиях, соответствующих низкой степени ионизации элементов (в том числе и нейтральных), вероятно, образуется в атмосфере холодного компонента под воздействием излучения горячего компонента. Спектральные линии, соответствующие высокой степени ионизации элементов, напоминают те, которые характерны для спектров разреженных планетарных туманностей (сброшенных оболочек красных гигантов). Ультрафиолетовые наблюдения с помощью спутника «ИУЭ» указывают на очень высокую температуру горячего компонента — от нескольких десятков тысяч кельвинов до 100 тыс. К. На диаграмме Герцшпрунга—Рессела (рис. 16) горячие компоненты, согласно А. А. Боярчуку, должны располагаться в районе, занятом ядрами планетарных туманностей, а холодные компоненты — в области гигантов.

Интересно, что степень ионизации, характерная для эмиссионных линий элементов в спектрах симбиотических звезд определенным образом коррелирует с изменением их блеска: в минимуме блеска она выше, чем во время максимума. По характерным особенностям своего инфракрасного излучения симбиотические звезды подразделяются на классы *S* и *D*. Так называемый показатель цвета симбиотических звезд класса *S* такой же, как у холодных звезд. Симбиотические звезды класса *D* имеют избыток инфракрасного излучения, обусловленный наличием у них пылевой составляющей (холодный компонент здесь является миридой, т. е. звездой типа Миры Кита).

В настоящее время сейчас мало кто сомневается в том, что симбиотические звезды — это двойные системы, хотя только у двух таких звезд были обнаружены затмения блеска, обусловленные наличием второго ком-

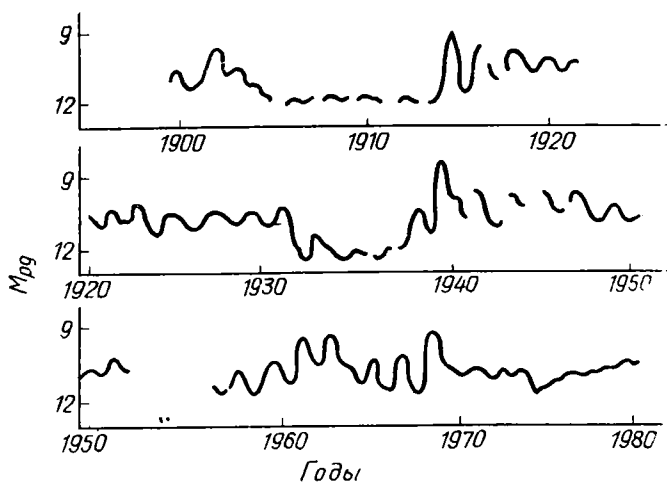


Рис. 15. Кривая блеска Z Андромеды

понента системы. Последнее указывает на то, что симбиотические звезды являются долгопериодическими двойными системами, которые, вообще говоря, не относятся к классу тесных двойных систем. Ряд ученых предполагают, что вследствие аккреции вещества на один из компонентов (белый карлик или звезду главной последовательности) поверхностная температура достигает порядка 0,1 млн. К и выше. В результате возрастает роль давления излучения звезды, способствуя истечению вещества из горячего компонента с образованием вокруг него протяженной туманности. В рамках этой модели достаточно хорошо объясняются наблюдаемые свойства симбиотических звезд, в том числе и переменность их блеска.

Однако существует и альтернативная точка зрения на природу симбиотических звезд, связывающая их вспышечный характер с проявлением неустойчивого ядерного горения водорода на поверхности белого карлика. Поскольку симбиотические звезды — это системы с достаточно сильным разделением компонентов, обмен массой в них возможен лишь за счет звездного ветра, а не при перетекании вещества после заполнения звездой полости Роша. Обычно предполагают, что холодный компонент в этой двойной системе — красный сверх-

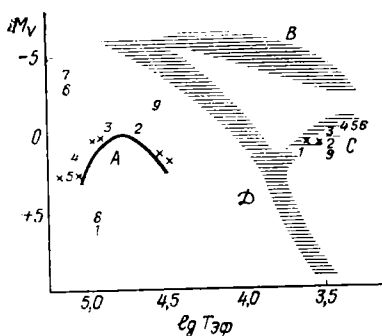


Рис. 16. Расположение компонентов систем, видимых как симбиотические звезды, на диаграмме Герцшпрунга—Рессела (A — область ядер планетарных туманностей, B — сверхгиганты, C — гиганты, D — главная последовательность): x — Z And; 1 — AG Dra; 2 — AG Peg; 3 — BF Cyg; 4 — CI Cyg; 5 — AX Per; 6 — V 1016 Cyg; 7 — V 1329 Cyg; 8 — RW Hya; 9 — AR Pau

гигант, претерпевающий достаточно высокую потерю массы ( $10^{-5}$ — $10^{-7} M_{\odot}$  в год), из которой лишь часть массы попадает на белый карлик с темпом аккреции  $10^{-7}$ — $10^{-9} M_{\odot}$  в год. Как указывалось в конце предыдущего раздела, при темпе аккреции порядка  $10^{-7} M_{\odot}$  в год ядерное горение водорода осуществляется в спокойном режиме, который нарушается при меньшем темпе аккреции (вплоть до появления симбиотических Новых).

В зависимости от степени активности симбиотических звезд польские астрофизики Б. Пачинский и Б. Рудак предложили разделять эти объекты на I и II типы. К симбиотическим звездам I типа они отнесли такие, у которых наблюдаются квазипериодические изменения блеска с характерным временем не более нескольких месяцев при максимальном возрастании блеска до  $4^m$  (Z Андромеды). Этот тип звезд польские ученые сопоставляют со стационарным ядерным горением водорода в оболочке белого карлика при аккреции, причем изменение блеска они связывают с неустойчивостью ядерного горения, когда темп аккреции колеблется около значения  $10^{-7} M_{\odot}$  в год. Если масса горячего белого карлика весьма значительна (около  $1,2 M_{\odot}$ ), то даже изменение массы оболочки на величину  $4 \cdot 10^{-7} M_{\odot}$  способно привести к изменению блеска звезды до  $3^m$ .

К симбиотическим звездам II типа Б. Пачинский и Б. Рудак относят те, в спектрах которых наблюдаются эмиссионные линии элементов с низкой степенью ионизации, а во время вспышек блеск возрастает до  $5^m$  и может оставаться на таком уровне в течение нескольких лет. В двойных системах, соответствующих этому

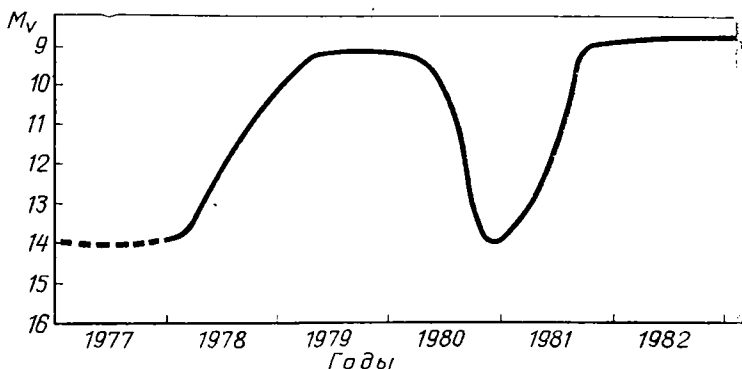


Рис. 17. Кривая блеска PU Лисички

типу звезд, темп аккреции меньше  $10^{-7} M_{\odot}$  в год, что достаточно для накопления массы в оболочке, необходимой для развития феномена Новой. Польские астрофизики обратили также внимание на то, что симбиотические звезды I типа в рамках данного сценария могут иногда представляться как симбиотические звезды II типа, если в оболочке белого карлика накопится достаточное количество гелия ( $10^{-3} M_{\odot}$ ), чтобы началось ядерное горение гелия, носящее, как мы знаем, вспышечный характер (естественно, энергетика таких вспышек иная, чем у обычных систем симбиотических звезд II типа).

В заключение покажем, как действует рассмотренная здесь альтернативная модель на примере симбиотической Новой PU Лисички. Наблюдательные данные, полученные на Крымской астрофизической обсерватории АН СССР и Южной станции Государственного астрономического института им. П. К. Штернберга в Крыму, свидетельствуют о том, что в 1978 г. блеск этой звезды возрос на  $5^m$  и, оставаясь примерно на постоянном уровне ( $9^m$ ), испытывал небольшие колебания (до  $0,15^m$ ) с периодом около 80 сут (рис. 17). В это время спектр PU Лисички напоминал спектр сверхгиганта спектрального класса F с эффективной температурой 6300 К. В начале 1980 г. блеск PU Лисички стал уменьшаться и к концу 1980 г. достиг  $13,6^m$ , но к августу 1981 г. восстановился на обычном уровне ( $8,6^m$ ). Те-

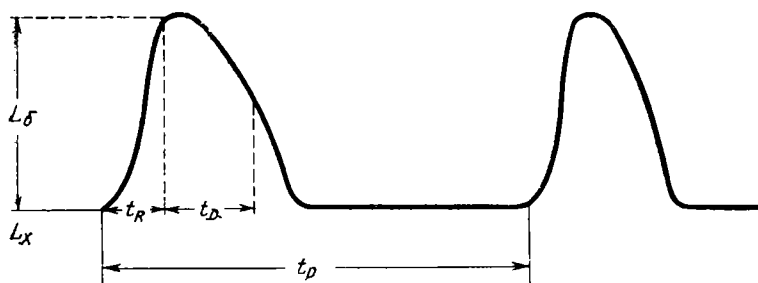
перь перейдем к теоретическому описанию наблюдавшегося вспышечного процесса.

Согласно рассматриваемой модели мы имеем дело с двойной системой, состоящей из красного гиганта (или сверхгиганта), теряющего вещество из-за мощного звездного ветра, и белого карлика, на который аккрецируется часть этого вещества. Увеличение блеска в течение примерно года хорошо согласуется с энергетикой, создаваемой возгоранием водорода в слоевом источнике вблизи поверхности белого карлика, который превращается в желтый гигант, состоящий из углеродно-кислородного ядра и водородно-гелиевой оболочки с массой порядка  $10^{-4} M_{\odot}$ . Поскольку электронная составляющая вещества находится в вырожденном состоянии, то возникают неустойчивости в ядерном горении водорода. Это и другие причины вызывают небольшие колебания блеска. Расширение аккрецируемой оболочки, вызванное возгоранием водорода, весьма значительно и обуславливает появление мощного звездного ветра, «сдувающего» часть аккрецируемой оболочки в окружающее пространство. В этой сброшенной оболочке интенсивно идут процессы образования пылинок, и их экранирование света звезды объясняет некоторое ослабление видимого блеска ниже обычного уровня.

В таком состоянии PU Лисички может находиться в течение нескольких десятков лет, оставаясь выглядеть как яркий сверхгигант. Так, например, симбиотическая Новая RR Телескопа, вспыхнувшая в 1944 г., почти 30 лет находилась в этом состоянии, пока не вспыхнула вновь. Следует отметить, что энергетика симбиотических Новых даже несколько превышает ту, которая свойственна обычным Новым. Во всяком случае, симбиотические Новые, несомненно, вызываются вспышечным возгоранием водорода в аккрецируемой оболочке белого карлика в двойной системе. Что же касается других симбиотических звезд, то здесь возможны и альтернативные варианты.

## РЕНТГЕНОВСКИЕ БАРСТЕРЫ

Слово «барст» в переводе с английского означает «вспышка», а рентгеновский барстер — это астрономический объект, претерпевающий вспышки в рентгеновском диапазоне. Энергия, выделяемая рентгеновским барстером при вспышке, составляет в среднем  $10^{38}$ —



2. 7 56

Рис. 18. Кривая блеска рентгеновского барстера ( $t_R$ ,  $t_D$ ,  $t_p$  — соответственно время развития, затухания вспышки и между вспышками,  $L_x$  и  $L_б$  — светимость фона и при вспышке)

$10^{39}$  эрг, а максимальная мощность рентгеновского излучения —  $10^{37}$ — $10^{38}$  эрг/с. На рис. 18 представлена типичная кривая блеска рентгеновских барстеров, которые обычно характеризуются временем развития вспышки 0,1—5 с, временем затухания 3—100 с и временным промежутком между вспышками от нескольких минут до нескольких часов. Некоторые рентгеновские барстеры вспыхивают очень регулярно (например, МХВ 1659—29, вспыхивающий каждые 2,3—2,6 ч), но есть и такие, для которых временные промежутки между вспышками очень нерегулярны. У нескольких рентгеновских барстеров имеются совсем короткие интервалы между вспышками (до нескольких минут).

Все рентгеновские барстеры являются галактическими источниками (они и не могут обнаруживаться на больших расстояниях) и сильно концентрируются к центру Галактики, причем они довольно часто встречаются в шаровых звездных скоплениях. Во всяком случае, около трети зарегистрированных рентгеновских барстеров обнаружено в шаровых скоплениях, в том числе и самый первый рентгеновский барстер МХВ 1830—20. Пока лишь 7 рентгеновских барстеров надежно отождествлены со слабыми оптическими объектами (17—18<sup>m</sup>), причем от некоторых из них наблюдались вспышки и в оптическом диапазоне, которые опаздывают по сравнению со вспышками в рентгеновском диапазоне на несколько секунд. Предполагают, что вспышка в оптическом диапазоне является следствием вспышки

рентгеновского излучения, которое преобразуется в оптическое в оболочке нормальной звезды.

Надо сказать, что одновременное наблюдение рентгеновских барстеров в рентгеновском и оптическом диапазонах во время вспышек чрезвычайно затруднительно. Во-первых, для этого требуется высокочувствительная аппаратура, с помощью которой можно проводить оптические наблюдения столь слабых объектов. Во-вторых, в Южном полушарии отсутствует достаточно обширная сеть мощных оптических телескопов, тогда как большинство рентгеновских барстеров приходится как раз на эту часть небосвода (кстати, основные результаты были получены на Южной западноевропейской обсерватории, находящейся как раз в Южном полушарии). В-третьих, необходима сложная координация спутниковых измерений (в рентгеновском диапазоне) и наземных наблюдений (в оптическом диапазоне): оптическим наблюдениям здесь может мешать даже плохая погода.

Лишь наблюдения с помощью рентгеновского телескопа спутника «Эйнштейн» позволили зарегистрировать рентгеновское излучение от одиночных звезд (подробнее об этом см.: Кацова М. М., Лившиц М. А. Активность молодых звезд. М., Знание, 1986). Однако, помимо этих слабых источников, подавляющее большинство других галактических источников является двойными системами, где рентгеновское излучение создается одним из компонентов при аккреции на него вещества от другого компонента, с которым собственно и осуществляется оптическое отождествление. Не являются исключением и рентгеновские барстеры: обнаружение у 7 из них периодических «провалов» рентгеновского излучения в промежутках между вспышками позволило установить, что здесь мы имеем дело с короткопериодическими тесными двойными системами (орбитальный период у всех оказался меньше 10 ч, а у МХВ 1916—05 — всего 50 мин).

Двойные системы с рентгеновским источником четко подразделяются на два класса в зависимости от массы оптического компонента, причем массивный оптический компонент — это гигант раннего спектрального класса, а маломассивный — звезда главной последовательности со спектральным классом не ранее G. У двойных систем с маломассивным оптическим компонентом (к ним относятся и рентгеновские барстеры) рентгеновская свети-

мость в  $10^2$ — $10^4$  раз больше оптической, и рентгеновские компоненты являются яркими источниками на рентгеновском небе. В частности, в случае оптического компонента, по всем своим параметрам похожего на Солнце, рентгеновская светимость такой двойной системы равнялась бы  $10^2$ — $10^4 L_c$  (где  $L_c$  — светимость Солнца во всех диапазонах одновременно).

Интересно, что для некоторых (но отнюдь не большинства) рентгеновских барстеров обнаружена следующая связь между величиной стационарного (между вспышками) потока рентгеновского излучения и частотой вспышек: при увеличении этого потока интервал между вспышками уменьшался, а при достижении определенного высокого значения потока вспышки исчезали вообще. Не поэтому ли у некоторых ярких галактических рентгеновских источников (например, у Скорпиона X-1), которые соответствуют двойным системам с мало-массивным оптическим компонентом, вспышки так и не были обнаружены?

Недавно с помощью западноевропейского спутника «Экзосат» у рентгеновского барстера МХВ 1636—53 были выявлены вспышки, существенно отличающиеся от наблюдавшихся ранее: 4 из 8 вспышек этого барстера оказались двойными (рис. 19). Правда, двойная структура вспышек обнаруживалась и ранее у некоторых галактических рентгеновских источников, но во всех предыдущих случаях эти вспышки были весьма мощные. Двойственность вспышек объяснялась сильным расширением аккреционной оболочки, которое приводило к падению ее эффективной температуры и к снижению потока в области более низких энергий (поэтому количество квантов рентгеновского излучения было уменьшенным для этой области энергий). Однако двойные вспышки рентгеновского барстера МХВ 1636—53 довольно небольшой мощности, и их объяснение за счет расширения встречает ряд затруднений.

Среди рентгеновских барстеров выделяется еще один, вспышки которого также существенно отличаются от обычных. Временной промежуток его вспышками составляет от 10 с до нескольких тысяч секунд, вот почему этот рентгеновский барстер, МХВ 1730—335, был назван быстрым барстером. Он представляет собой квазипериодический рентгеновский источник с характерным временем активности 6 мес: в течение этого времени быстрый



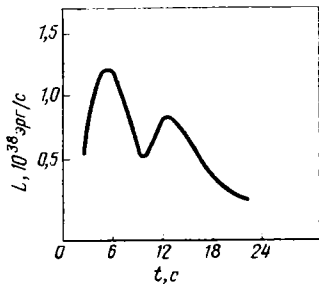


Рис. 19. Кривая блеска двойной вспышки рентгеновского барстера МХВ 1636—53

барстер активен, а затем «выключается». Чтобы отличить вспышки МХВ 1730—335 от обычных вспышек рентгеновских барстеров, их назвали вспышкой II типа, а обычные вспышки — I типом. В 1978 г. были обнаружены и вспышки I типа от быстрого барстера. Как в настоящее время предполагают ученые, вспышки II типа вызываются неустойчивостью аккреционного диска, в результате которой вещество этого диска время от времени попадает на рентгеновский компонент двойной системы.

Сейчас среди астрофизиков мало кто сомневается в том, что вспышки рентгеновских барстеров производятся термоядерными взрывами на поверхности нейтронных звезд, которые являются компонентами двойных систем, на которые производится аккреция вещества. Однако достаточно долгое время многим ученым казалось маловероятным то, что процесс ядерного горения может играть весомую роль при аккреции вещества на нейтронную звезду в феномене рентгеновского барстера. Ведь только за счет аккреции вещества на нейтронную звезду массой порядка  $1 M_{\odot}$  должно выделяться энергии  $10^{20}$  эрг на 1 г вещества, тогда как при ядерном горении 1 г гелия выделяется всего  $10^{18}$  эрг, т. е. в 100 раз меньше. Но, выдвигая гипотезу о термоядерном взрыве, итальянские астрофизики Л. Мараски и А. Кавалиер обратили внимание на то, что средняя энергия, излучаемая рентгеновским барстером в период между вспышками, как раз в 100 раз превосходит среднюю энергию его вспышки (этот факт следовал из наблюдений).

Расчеты показывают, что при накоплении гелиевой оболочки массой  $10^{-12} M_{\odot}$  на поверхности нейтронной звезды энергосвечение за счет взрывного возгорания

гелия точно обеспечивает энергетику вспышки рентгеновского барстера (порядка  $10^{39}$  эрг). Основываясь на наблюдаемых характеристиках ряда рентгеновских барстеров, можно получить, что темп аккреции в соответствующих им двойных системах должен быть порядка  $10^{-9} M_{\odot}$  в 1 год. Следовательно, накопление необходимого количества гелия ( $10^{-12} M_{\odot}$ ) требует времени не более  $10^4$  с, но эта величина как раз и характерна для промежутка времени между вспышками для многих рентгеновских барстеров.

Правда, возникает вопрос: «Может ли такая мало-массивная аккрецируемая оболочка обеспечить возгорание гелия?» Ведь в случае белых карликов аккрецируемая оболочка имела гораздо более высокую массу, необходимую для ядерного горения.

Вспомним, однако, что у более массивного белого карлика масса аккрецируемой оболочки при возгорании ядерного топлива во много раз меньше, чем у менее массивного карлика, причем этот факт нами связывался с гораздо меньшим радиусом более массивного белого карлика. Радиусы же белого карлика и нейтронной звезды одинаковой массы (скажем, порядка  $1 M_{\odot}$ ) также различаются: радиус нейтронной звезды на несколько порядков меньше, поскольку давление вырожденного нейтронного газа существенно выше давления вырожденного электронного газа. Поэтому и масса аккрецируемой оболочки нейтронной звезды, требующаяся для возгорания гелия, чрезвычайно мала и вполне удовлетворяется в случае гелиевой оболочки массой  $10^{-12} M_{\odot}$ . Кстати, ее толщина равна всего 2 м, что обеспечивает эффективное охлаждение за счет энергетических потерь на излучение и электронной проводимости.

В аккрецируемой оболочке нейтронных звезд вообще реализуются такие ситуации, которые никогда не осуществимы в других случаях. Например, из-за довольно высоких значений плотности на дне оболочки нейтронной звезды (порядка  $10^5$ — $10^6$  г/см<sup>3</sup>) там может происходить одновременное ядерное горение и водорода, и гелия. При аккреции водородно-гелиевой смеси сначала возгорается водород, а при достижении температуры 0,15 млрд. К «вспыхивает» ядерное горение гелия. При этом ядерное горение водорода протекает относительно медленно, поскольку осуществляемый в таких условиях «горячий» углеродно-азотный цикл не зависит от темпе-

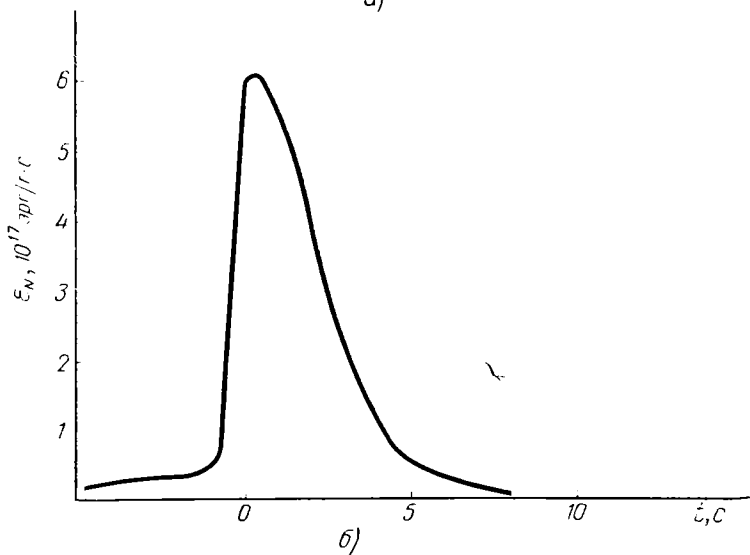
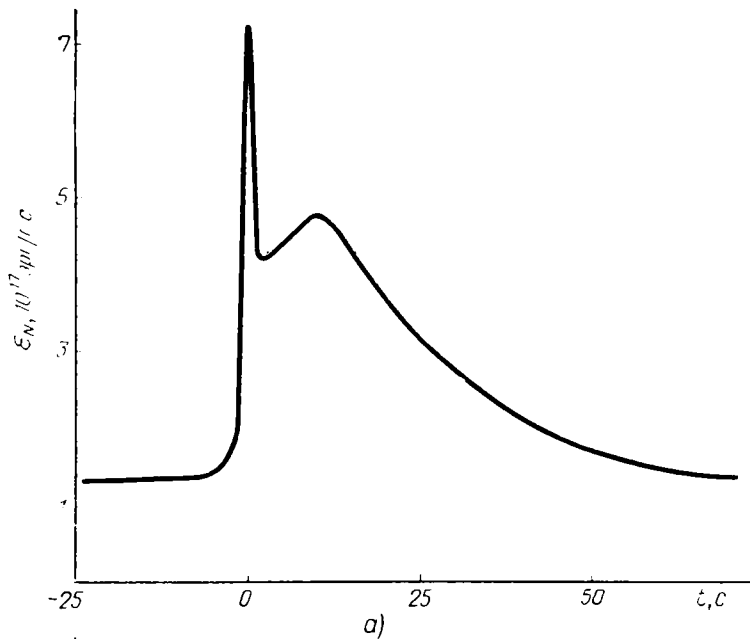


Рис. 20. Характерные кривые ядерного энерговыделения в зависимости от содержания гелия  $Y$  перед вспышкой: а)  $Y = 0,3$ ; б)  $Y = 0,9$

ратуры и плотности, тогда как «тройной  $\alpha$ -процесс» весьма чувствителен к повышению температуры, а неизменно увеличивающееся при этом энерговыделение в условиях вырожденного вещества обеспечивает еще более стремительный рост температуры.

Лишь при достижении температуры порядка 1 млрд. К ядерное горение гелия уже не чувствительно к изменению температуры: ядерное горение и водорода, и гелия в описываемых условиях представляет собой процесс «на быстрых протонах». На рис. 20 даны характерные кривые энерговыделения за счет ядерного горения гелия для различного его содержания в аккрецируемой оболочке перед вспышкой. Очевидно, что чем больше это содержание, тем короче продолжительность вспышки. Правда, наличие водорода обуславливает заметное увеличение продолжительности вспышки, и поэтому разная продолжительность развития вспышки у рентгеновских барстеров как раз и объясняется данным обстоятельством.

Модель термоядерного взрыва на нейтронной звезде, предложенная для объяснения феномена рентгеновского барстера, позволяет следующим образом истолковать исчезновение вспышек при увеличении темпа аккреции (увеличении стационарного потока рентгеновского излучения) и отсутствие вспышек от достаточно ярких галактических рентгеновских источников. Дело в том, что при небольшом темпе аккреции возгорание водорода на дне оболочки происходит при слабом вырождении вещества или даже в случае идеального газа. Поэтому энерговыделение в ходе ядерного горения вызывает незначительное расширение оболочки, прежде чем установится новое тепловое равновесие. С другой стороны, при уменьшенном темпе аккреции промежутки времени между вспышками увеличивается, растет также и энергия, высвобождаемая при вспышке.

В итоге феномен рентгеновского барстера не наблюдается, а результат аккреции вещества на нейтронную звезду в этом случае нами регистрируется как рентгеновская Новая с характерным временем вспышки от нескольких сотен до нескольких тысяч секунд при общей энергии, выделяемой при вспышке, порядка  $10^{40}$ — $10^{42}$  эрг. Однако обнаружить такой рентгеновский источник весьма затруднительно, поскольку его стационарный рентгеновский поток невелик из-за небольшого тем-

па аккреции, а продолжительность вспышки настолько мала, что трудно успеть зафиксировать такую вспышку. Но все же к настоящему времени обнаружено уже несколько быстрых рентгеновских Новых.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В этой брошюре читатель познакомился с некоторыми драматическими событиями, происходящими в мире звезд на поздней стадии их развития в двойных системах. Подчеркнем, что лишь совсем недавно нам стали понятны многие детали рассмотренных здесь процессов, о которых раньше либо смутно догадывались, либо и не подозревали вовсе. Некоторая часть изложенного материала пока еще остается проблематичной и требует дальнейшей проверки и подтверждения как теоретическими расчетами, так и результатами наблюдений. И это не должно настораживать читателя, ведь в брошюре приведены самые последние достижения в рассматриваемой области астрофизики.

Однако не следует думать, что рассматриваемая тема как-то отдалена от наших земных нужд, так как касается старых звезд, а наше Солнце сравнительно молодо, не входит в двойную систему (правда, в последнее время относительно этого появились некоторые сомнения) и вряд ли «вспыхнет» уничтожающим термоядерным взрывом в дальнейшей своей жизни. И тем не менее все, о чем говорилось в этой брошюре, имеет и самое непосредственное отношение к Солнцу, его планетам, и в частности к Земле. Дело в том, что и Солнце, и Земля, и вся наша Галактика состоят из химических элементов, большая часть которых, как полагают, образовалась как раз в рассмотренных здесь астрофизических процессах, особенно при феноменах Новых и Сверхновых. Да и сама наша планетная система, а может, и сама жизнь, возникла, как подозревают, под влиянием феномена Сверхновой, происшедшего когда-то в звездных окрестностях нашего Солнца.

Вот почему к рассмотренным здесь астрофизическим процессам приковано сейчас внимание ученых самых различных отраслей знаний, в том числе и биологов, и геологов, и многих других земных специальностей.

## РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

Амнуэль П. Р. Релятивистская астрофизика сегодня и завтра. — М.: Знание, 1979.

Блинников С. И. Белые карлики. — М.: Знание, 1977.

Псковский Ю. П. Новые и сверхновые звезды. М.: 1984.

Шкловский И. С. Сверхновые звезды. — М.: Наука, 1977.

Шкловский И. С. Звезды: их рождение, жизнь и смерть. — М.: Наука, 1977.

---

## НОВОСТИ АСТРОНОМИИ

### КОСМОЛОГИЯ И РАЗМЕРЫ ГАЛАКТИКИ

Астрономия, как известно, — древнейшая из наук, но лишь в прошлом веке мы узнали об истинных расстояниях до ближайших звезд и только в нынешнем веке о том, что, помимо нашей, существуют и другие галактики. Чуть более полувека назад обнаружилось «разбегание галактик» и сложились современные представления о Метагалактике — расширяющемся наблюдаемом мире галактик, образовавшемся многие миллиарды лет назад. Расширение этого мира вполне объясняется в рамках общей теории относительности, которая, кроме того, позволяет делать определенные выводы о прошлом и будущем расширении Метагалактики. Достижения в ряде физических дисциплин, в том числе и в области ядерной физики, дают право космологам даже с точностью долей секунды рассчитывать, что происходило на ранних стадиях космологического расширения. Однако лишь с точностью нескольких миллиардов лет нам известно, когда началось это расширение, и с точностью нескольких миллиардов световых лет — размеры Метагалактики как наблюдаемой части Вселенной. Образно говоря, космологов можно уподобить строителям, которые досконально разработали планировку здания, но не знают, будет ли построенный ими десятиэтажный дом выше окружающих семиэтажных домов. Да не известно еще, когда у них закончится строительство дома, поскольку у этих строителей нет не только точного метра, но и верных часов.

Еще совсем недавно такая ситуация во многом определялась несовершенством астрономических методов при определении расстояний до далеких галактик, недостатком точных наблюдательных данных о скоплениях и сверхскоплениях галактик, отсутствием верных сведений о так называемой «скрытой массе» и другими проблемами внегалактической астрономии. Но в самое последнее время все больше появляется высказываний о том, что мы неправильно измеряем расстояния в нашей собственной Галактике и пользуемся неверными представлениями и об истинных размерах Галактики, и о расстоянии Солнца до ее центра. В частности, некоторые астрономы считают, что при определении расстояний до далеких астрономических объектов в Галактике недостаточно учитывается поглощение света межзвездной средой. А если у нас нет точных сведений о расстояниях в Галактике, в том числе о расстояниях до цефеид и других объектов, по которым строится дальнейшая «масштабная линейка» для измерения расстояний до галактик, то что уж говорить о каких-либо космологических построениях.

Напомним, что в свое время неточные сведения о расстояниях и светимостях цефеид породили неверные выводы о продолжительности космологического расширения, уступающей по величине возрасту Земли. Прошел не один десяток лет, прежде чем астрономы обнаружили ошибку и спасли космологическую теорию. Сейчас, кажется, подобная ситуация повторяется. В прошлом приложении «Новости астрономии» (см. № 8 за 1986 г.) сообщалось, что возраст некоторых астрофизических объектов, в том числе и нашей Галактики, по оценке ряда ученых, превышает продолжительность космологического расширения, рассчитанную на основании существующих теорий. И вот совсем недавно М. Рейд и еще ряд ученых из США, Франции и Швеции сообщили о том, что размеры Галактики, расстояние Солнца до ее центра и всю принятую до этого галактическую шкалу расстояний требуется уменьшить по крайней мере в 1,5 раза (и даже больше, если справедливы предположения о недостаточном учете поглощения света межзвездной средой). Такое заключение эти ученые сделали после окончившейся в 1986 г. обработки результатов, полученных ими в 1980—1982 гг. при радионтерферометрических исследованиях, опорной точкой которых стали измерения источников мазерного излучения в газопылевом облаке около области звездообразования Sgr B2 N.

Итак, если центр Галактики удален от Солнца не более чем на 7 кпк, а не 10 кпк, как считалось до сих пор, и во столько же меньше расстояния до цефеид и других объектов, по которым строится «масштабная линейка» для измерения расстояний в Метагалактике, то, как и несколько десятков лет назад, это должно существенным образом увеличить оценки продолжительности космологического расширения, получающиеся из стандартных теорий расширения Метагалактики. В результате заведомо устраняются наблюдательные проблемы космологии (возникающие, например, при удлинении характерного времени ядерного синтеза элементов) без какой-либо ломки привычных представлений и, в частности, вновь отпадает необходимость в так называемой космологической постоянной. Однако существенный пересмотр галактической шкалы расстояний, несомненно, будет весьма настороженно встречен «классическими» астрономами, поскольку при этом потребуются внести заметные коррективы в теорию эволюции звезд. Во всяком случае, космологам, по-видимому, придется все же обождать, пока астрономы разберутся в своем собственном «хозяйстве» и решат, каковы на самом деле размеры и возраст Галактики.

## «ДЖОТТО» ОКОЛО КОМЕТЫ ГАЛЛЕЯ

Как известно, из всей космической флотилии, направленной к комете Галлея, западноевропейский космический аппарат «Джотто» пролетел на наименьшем расстоянии от ядра кометы, и с помощью его камеры удалось различить детали поверхности ядра размером до 100 м. Правда, за 12 с до наибольшего сближения с ядром кометы произошел сбой камеры вследствие столкновения космического аппарата с крупной частицей, и в дальнейшем камера не работала. Из-за этого были получены снимки только одной стороны ядра, которая не освещалась в это время Солнцем и оказалась весьма темной, отражающей не более 2—4% падающего света. Следует сказать, что при пролете «Джотто» около ядра кометы Галлея было зарегистрировано около 12 000 столкновений космического

аппарата с частицами пыли, из которых масса самой крупной составляла 40 мг, а самых мелких — менее  $10^{-15}$  г. Большинство частиц пыли были сравнительно крупными при суммарной массе всех этих частиц около 150 мг.

При помощи космического аппарата «Джотто» была определена только длина ядра кометы (15 км), но ширину установить не удалось, так как его сторона, освещенная Солнцем, оказалась скрытой яркими выбросами пыли и газа. На поверхности ядра просматривались довольно мелкие углубления со средней величиной уклона около  $15^\circ$ . Многие детали поверхности напоминали собой кольцевые кратеры на Луне, но, видимо, имели не ударное происхождение (при бомбардировке поверхности метеоритами), а образовались струями газа и пыли, выходящими наружу из недр ядра. Во всяком случае, вблизи одной из границ неосвещенной части ядра аппарата «Джотто» выявила скопление кратерообразных углублений, из которых выходили наружу струи газа и пыли. Это вполне согласуется с представлениями о ядрах комет как «грязном льде», нагрев темной поверхности которого вызывает испарение подповерхностного льда, вырывающегося наружу в виде струй газа и пыли в местах наименьшей толщины поверхностной коры ядра. Изучение распределения струй показало неоднородность толщины коры ядра, но, весьма возможно, неоднородным является и распределение областей подповерхностного льда.

Анализ полученных результатов указывает на то, что пыль, выделяемая ядром кометы Галлея, содержит довольно сложные органические соединения. Химический состав газовой составляющей меняется в зависимости от удаления от ядра кометы. И хотя предсказывалось, что при достаточном удалении от ядра газовая составляющая должна состоять только из фрагментов различных ионов, однако и на сравнительно большом удалении от ядра отмечалось увеличенное содержание тяжелых ионов. По-видимому, они являются все же фрагментами, но довольно больших органических молекул, привнесенных на такое расстояние частицами пыли. В более близких к ядру районах космический аппарат «Джотто» регистрировал ионы молекул воды и двуокиси углерода. Как оказалось, ядро кометы Галлея выделяет сравнительно мало азота и у него почти нет натрия, обнаруженного в составе кометы Джакобини—Циннера при пролете американского космического аппарата «ИКЭ» около ее ядра в сентябре 1985 г.

В настоящее время обработка результатов, полученных с помощью космического аппарата, еще продолжается, в том числе анализируется информация о плазме и магнитном поле, определяется цвет различных частей ядра кометы и исходящих из него потоков пыли и газа.



## КОЛЬЦА НЕПТУНА

После того как у ближайших к нам планет-гигантов — Юпитера, Сатурна и Урана — были не только обнаружены кольца, но и подробно обследованы с пролетных траекторий космических аппаратов, лишь немногие теперь сомневаются в том, что и около самой далекой планеты-гиганта Нептуна имеются подобные образования. Конечно, последние сомнения относительно колец Нептуна исчезнут лишь после пролета космического аппарата «Вояджер-2» около этой планеты в 1989 г., однако недавно уже появилось сообщение о возможном обнаружении кольца Нептуна с Земли (Astrophys. and Astron., 1986, т. 157, № 1). В этом сообщении Я. Манфройд, Р. Хафнер и П. Бучет указывают, что они наблюдали близкое прохождение Нептуна около звезды SAO 186001, и хотя покрытие звезды диском планеты не должно было быть, тем не менее ими зарегистрировано затмение звезды каким-то телом в окрестности Нептуна. Ученые отмечают, что нечто подобное наблюдалось несколько лет назад группой американских ученых во главе с Г. Рейцмейой при близком прохождении Нептуна около звезды 52 Змееносца. Тогда Г. Рейцмеа и его коллеги предположили, что ими, вероятно, обнаружен третий спутник этой планеты. Однако Я. Манфройд, Р. Хафнер и П. Бучет на сей раз полагают, что и в том и в другом случае регистрировалось покрытие звезды кольцом Нептуна, поскольку уж слишком ничтожна вероятность обнаружения спутника Нептуна дважды подобным методом. По оценкам ученых, толщина обнаруженного кольца составляет не более 15 км.

Подписное научно-популярное издание

**Эне Вамболовна Эргма**

**БАРСТЕРЫ, НОВЫЕ, СВЕРХНОВЫЕ —  
ТЕРМОЯДЕРНЫЕ ВЗРЫВЫ В КОСМОСЕ**

Гл. отраслевой редактор Л. А. Ерлыкин

Редактор Е. Ю. Ермаков

Мл. редактор Е. Е. Куликова

Обложка художника А. А. Астрецова

Худож. редактор Т. С. Егорова

Техн. редактор Н. В. Лбова

Корректор Н. Д. Мелешкина

ИБ № 7757

Сдано в набор 21.07.86. Подписано к печати 11.09.86. Т 19227. Формат бумаги 84×108<sup>1</sup>/<sub>32</sub>. Бумага тип. № 3. Гарнитура литературная. Печать высокая. Усл. печ. л. 3,36. Усл. кр.-отт. 3,57. Уч.-изд. л. 3,59. Тираж 31 040 экз. Заказ 1661. Цена 11 коп. Издательство «Знание». 101835, ГСП, Москва, Центр, проезд Серова, д. 4. Индекс заказа 864210.

Типография Всесоюзного общества «Знание». Москва, Центр, Новая пл., д. 3/4.

11 коп.

*ПЛОМ*

Индекс 70101



СЕРИЯ

**КОСМОНАВТИКА,  
АСТРОНОМИЯ**

*26*