

ЭВОЛЮЦИЯ

В этой главе мы переходим к анализу эволюции нейтронных звезд. Астрофизическое проявление нейтронной звезды в основном определяется характером взаимодействия ее с окружающим веществом. Поэтому возникает новое понятие звездной эволюции, которое состоит в медленном изменении режима взаимодействия замагниченной звезды. Но нейтронные звезды — конечный продукт эволюции нормальных звезд. Следовательно, прежде чем переходить к эволюции нейтронных звезд, мы должны хотя бы кратко остановиться на основных результатах теории эволюции нормальных звезд.

§ 1. Эволюция нормальных звезд

Теории эволюции нормальных звезд посвящено большое количество книг и статей (см., например, Зельдович и Новиков (1971), Юнгельсон и Масевич (1982)). Начнем с эволюции одиночных звезд.

Одиночные звезды. Начало эволюции молодой звезды совпадает с началом термоядерного горения водорода. Это наиболее продолжительная стадия эволюции звезды. Время жизни звезды на стадии горения водорода оценивается следующей аппроксимационной формулой (Юнгельсон и Масевич, 1982):

$$\lg t_{\text{H}} \approx 9,9 - 3,8 \lg m_0 + \lg^2 m_0, \quad (1.X)$$

где m_0 — масса нормальной звезды, выраженная в единицах массы Солнца. Формула (1.X) неплохо описывает результаты численных расчетов при $1 \lesssim m_0 \lesssim 10^2$. Приведем два числа: время жизни звезды солнечной массы равно 10 млрд лет, а время жизни звезды с массой $10 M_{\odot}$ равно 50 млн лет. Чем больше масса звезды, тем быстрее она эволюционирует. По мере выгорания водорода в центре звезда немного смещается вверх по главной последовательности. Изменения ее светимости и температуры при этом связаны с медленным изменением химического состава ядра звезды — водород превращается в гелий. Постепенно весь водород выгорает. Это сначала происходит в центре звезды, где максимальны плотность и температура. Образуется гелиевое ядро. Температура в нем недостаточна для загорания гелия. Но вокруг ядра водород продолжает гореть в шаровом слое. Гелиевое ядро оказывается внутри источника энергии и в нем устанавливается постоянная температура.

При появлении слоевого источника звезда сходит с главной последовательности. Масса гелиевого ядра постепенно нарастает и в определенный

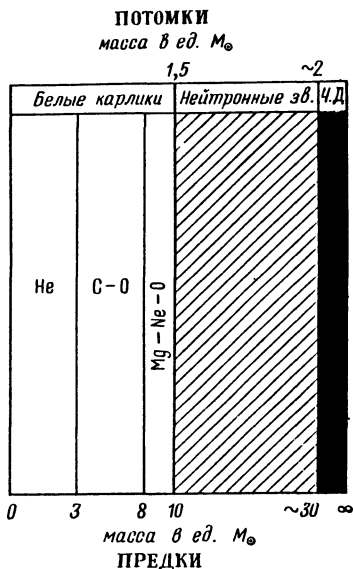


Рис. 98. Схема "предки — потомки". Внизу отложена начальная масса звезды "предка". Вверху — масса вырожденного остатка и его химический состав (белые карлики, нейтронные звезды, черные дыры — ч.д.). Здесь не учтено, что часть "предков" вообще может не давать "потомства": полный разлет белого карлика

момент, зависящий от массы звезды, в ядре начинается термоядерная реакция горения гелия. Эта реакция идет путем тройного объединения ядер атомов гелия (3 α -реакция). Возросшая светимость звезды приводит к появлению конвекции в оболочке вокруг ядра.

Вообще говоря, у звезд очень малой массы температура в центре гелиевого ядра оказывается столь низкой, что ядерные реакции в нем не начинаются. С другой стороны, у звезд большой массы горение идет вплоть до элементов группы

железа. Предполагается, что конвективная оболочка звезд умеренной массы сбрасывается в виде планетарной туманности, а оставшееся ядро превращается в белый карлик того или иного химического состава. Расчеты показывают, что у звезд с первоначальной массой $\sim 8-10 M_{\odot}$ образуется вырожденное ядро Mg-O-Ne, формирующее соответствующий белый карлик. На схеме "предки и потомки" (рис. 98) показана конечная судьба звезд разной массы. Для дальнейшего существенно то, что имеется критическое значение первоначальной массы звезды, разделяющее звезды на два типа: если масса звезды меньше этого критического значения, то конечным продуктом ее эволюции является белый карлик, в противном случае масса ядра звезды превысит чандрасекаровский предел и в конце эволюции рождается нейтронная звезда или даже черная дыра. Звезды, способные рожать нейтронные звезды и черные дыры, называются массивными. Критическое значение массы известно не очень точно и колеблется от 8 до $12 M_{\odot}$. Далее для простоты мы будем считать звезду массивной, если ее масса превосходит $10 M_{\odot}$. Поскольку в первую очередь нас интересует появление нейтронных звезд, то дальше мы в основном и будем говорить о массивных звездах. Время жизни массивной звезды после ее ухода с главной последовательности в область сверхгигантов составляет примерно $0,1 t_{\text{H}}$ (см. формулу (1.X)). В основном это время тратится на горение гелия и углерода, — более тяжелые элементы перегорают катастрофически быстро (за несколько минут). Для дальнейшего существенно, что при уходе звезды с главной последовательности возрастает темп потери массы звездой. Для массивных звезд он возрастает от $\lesssim 10^{-8} M_{\odot}/\text{год}$ на главной последовательности до $\sim 10^{-5} - 10^{-6} M_{\odot}/\text{год}$ на стадии голубого сверхгиганта.

Итак, в звездах с массой $\gtrsim 10 M_{\odot}$ после выгорания углерода, затем неона, кислорода и кремния образуется ядро, состоящее из элементов

группы железа. Существенно, что масса ядра превышает чандрасекаровский предел (для железа $M_{cr} \approx 1,2 M_{\odot}$). Потеря устойчивости ядра, как было показано в первой главе, связана с тем, что эффективный показатель политропы γ становится меньше своего критического значения $\gamma = 4/3$. Непосредственной причиной уменьшения показателя адиабаты являются охлаждение за счет нейтринного излучения, эффекты ОТО и, главное, нейтронизация вещества. О гидродинамических расчетах коллапса можно прочесть в обзоре Имшенника и Надёжина (1982). Мы лишь отметим здесь, что наряду с имеющимися трудностями идеализированной сферически-симметричной задачи о коллапсе существенную роль могут играть эффекты вращения и магнитных полей (см. Бисноватый-Коган, 1970).

Сценарий эволюции двойной звезды. Качественно новые эволюционные явления возникают в двойных системах. Первые указания на то, что эволюция звезд в двойных системах идет "по-другому", следовали из парадокса Алголя, на который обратил внимание Паренаго (1950). В системе звезды β Персея менее массивная звезда (субгигант) существенно обогнала в эволюции свою более массивную соседку — звезду главной последовательности. Нет причин сомневаться в том, что звезды возникли одновременно. Возникает вопиющее противоречие с основным результатом теории эволюции одиночных звезд — чем массивнее звезда, тем быстрее она сходит с главной последовательности. Выход из этого противоречия был найден Кроуфордом (1955), который предположил, что в процессе эволюции массы звезд не сохраняются — первоначально менее массивная звезда может стать более массивной. Обмен масс в двойных системах рассматривался в пионерских работах Пачинского (1965) и Снежко (1967). Современный сценарий эволюции тесных двойных звезд (который не является догмой, а должен рассматриваться как руководство к действию) был создан в 60-е — 70-е годы благодаря работам Пачинского (1971), Ван ден Хевела и Хейзе (1972), Тутукова и Юнгельсона (1973) и многих других авторов. Сейчас стало общепринятым определение тесной двойной как системы, в которой происходит обмен масс между звездами. Изложим кратко сценарий эволюции массивной тесной двойной системы, следуя Ван ден Хевелу (1977). Существенным достижением сценария является выделение особых эволюционных стадий нормальной звезды в двойной системе. Для обозначения этих стадий мы будем применять дальше классификацию, предложенную Корниловым и Липуновым (1983).

I стадия. На первых порах эволюции размер звезд существенно меньше размеров критической полости Роша, так что звезды практически "не чувствуют" друг друга (рис. 99). Продолжительность этой стадии приблизительно равна времени ядерного горения водорода t_H : $\Delta t_I \approx t_H$.

II стадия. Более массивная звезда первой покидает главную последовательность и попадает в область голубых сверхгигантов. Звезда по-прежнему не заполняет полость Роша. Продолжительность этой стадии определяется временем горения в слоевом источнике и составляет примерно 0,1 часть ядерного времени t_H . Конечно, продолжительность стадии также зависит и от расстояния между звездами.

III стадия. В некоторый момент звезда заполняет полость Роша и начинает истекать на соседку. Темп истечения существенно зависит от отношения масс компонентов, а также от расстояния между звездами. При боль-



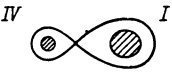
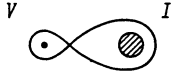


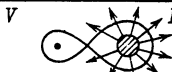
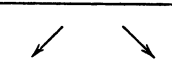
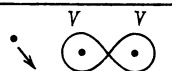
	I	
	III	<i>β</i> Лирь
	IV	Алголь, WR+O-B
	V	Убегаящие звезды
	V	Сен X-3, Суг X-1
	V	Нег X-1, U 68т, SS 433, Барстеры
	V	«Одиночные» звезды WR
		Второй взрыв или медленное остывание
	V	Одиночные и двойные радиопульсары

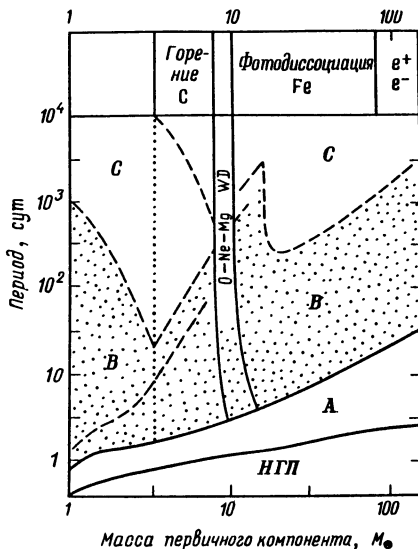
Рис. 99. Сценарий эволюции тесной двойной системы

шом отношении масс перетекание идет в тепловой шкале времени:

$$t_{th} \approx \frac{GM^2}{RL} \approx 3 \cdot 10^7 m^2 \text{ лет.} \quad (2.X)$$

После того как массы звезд уравниются, темп обмена масс определяется скорее ядерной, чем тепловой шкалой времени. Следует подчеркнуть, что на стадии III возможно образование общей оболочки (Пачинский, 1976). Появление ее связано с тем, что тепловое время менее массивной звезды гораздо больше теплового времени истекающей звезды и при большом отношении масс аккрецирующая звезда просто не успевает прийти в тепловое равновесие и принять "на себя" все истекающее вещество. Заполнение полости Роша происходит тем позже, чем больше период или большая полуось двойной системы. Поэтому короткопериодические системы заполняют полость Роша еще на стадии горения водорода, системы с большим периодом – на стадии горения слоевого источника, гелия, и т.д. В соответствии с этим двойные системы делят на три типа: А, В, С. Иногда выделяют формально еще один тип систем – тип D. Это системы без обмена масс. В сущности, их эволюция подобна эволюции одиночных звезд. Клас-

Рис. 100. Три типа тесных двойных систем. По оси ординат отложен логарифм периода двойной системы. НГП – начальная главная последовательность. Диаграмма позволяет ответить на вопрос о том, какие реакции идут в звезде в момент, когда она заполнит полость Роша. Вверху указана непосредственная причина, приводящая к взрыву звезды (Ван ден Хёвел, 1983)



сификация систем представлена на рис. 100. Темп обмена массой и, следовательно, время обмена существенно зависят от типа системы. Для систем типа А обмен протекает в ядерной шкале горения водорода, для систем типа В – по крайней мере в 10 раз быстрее, для систем типа С обмен идет в тепловой шкале времени.

IV стадия. В процессе обмена массовой оболочка звезды перетекает на соседку либо полностью (консервативный обмен), либо частично (неконсервативный обмен). Масса остатка первоначально более массивной звезды после перетекания приблизительно оценивается по формуле (Крайчева и др., 1979):

$$m \text{ (после обмена)} \approx 0,1 m^{1,4} \text{ (до обмена)}. \quad (3.X)$$

При консервативном обмене выполняются следующие соотношения:

$$M_2 = M_{2,0} + M_{1,0} - M_1, \quad (4.X)$$

$$a_1 = a_0 \left(\frac{M_{1,0} M_{2,0}}{M_1 M_2} \right)^2,$$

где a_0, a_1 – большая полуось до и после обмена. После обмена от звезды остается гелиевое ядро с массой M_1 . Согласно Пачинскому (1965) звезды Вольфа–Райе являются именно такими остатками. В массивных двойных системах $M_1 \approx 8 M_\odot$. Время жизни гелиевой звезды определяется временем ядерного горения гелия (Тутуков, 1980):

$$\Delta t_{IV} \approx t_{He} \approx 3 \cdot 10^6 m_1^{-0,7} \text{ лет}. \quad (5.X)$$

V стадия. Когда гелий и более тяжелые элементы выгорают, образуется железное ядро с массой выше чандрасекаровского предела и коллапсирует. При этом образуется нейтронная звезда с массой 1,5–2 M_\odot , а остальная масса выбрасывается из двойной системы. Быстрый выброс вещества всегда приводит к тому, что орбита становится эксцентрической, и к изменению большой полуоси (даже в случае сферического взрыва). Напомним, что для распада системы необходимо, чтобы она потеряла более половины своей массы. Очевидно, в рассмотренном консервативном сценарии этого никогда не происходит – ведь взрывается менее массивная звезда.

Итак, образуется двойная система, состоящая из нормальной звезды с массой $M_q = M_2$ и нейтронной звезды с массой m_x . При этом большая полуось системы

$$a = a_1 \frac{1 + q_*}{1 + 2q_* - q}, \quad (6.X)$$

где $q_* = M_1/M_2$; $q = M_x/M_2$. Начинается второй этап эволюции двойной системы — теперь первоначально менее массивная звезда проходит все пять описанных выше стадий.

Состояние нейтронной звезды будет определяться скоростью вращения, магнитным полем и, наконец, потенциальным темпом аккреции. Последний, очевидно, определяется характером истечения нормальной звезды. Поэтому мы кратко выпишем приближенные соотношения для параметров истекающего с соседней звезды потока вещества на разных стадиях.

I стадия. Звезда теряет вещество в виде сферически-симметричного звездного ветра. Темп истечения и скорость истечения описываются приближенно следующими эмпирическими соотношениями (см. гл. II):

$$\dot{M}_0 = \alpha_w \frac{L_0}{v_\infty c}, \quad (7.X)$$

где L_0 — светимость звезды, v_∞ — скорость звездного ветра на бесконечности, $\alpha_w \approx 0,2$ (Барлоу и Кухи, 1977). Характерные значения здесь сильно зависят от массы звезды и колеблются от 10^{-9} до $10^{-6} M_\odot/\text{год}$. Скорость на бесконечности $v_\infty \approx 3v_p$, где $v_p = \sqrt{2GM_0/R_0}$ — параболическая скорость на поверхности нормальной звезды. Закон изменения скорости звездного ветра обычно принимают в виде

$$v = v_\infty \sqrt{1 - R_0/R}. \quad (8.X)$$

II стадия. На этой стадии характеристики ветра описываются теми же соотношениями, что и на стадии I.

III стадия. Истечение идет в виде струи газа через внутреннюю точку Лагранжа. Темп и скорость перетекания приблизительно равны:

$$\dot{M}_0 \approx \frac{M_0}{\Delta t_{\text{III}}}$$

$$v_\infty \approx v_{\text{orb}}, \quad (9.X)$$

где v_{orb} — орбитальная скорость в двойной системе.

IV стадия. Для описания истечения гелиевой звезды можно принять картину звездного ветра с параметрами:

$$\dot{M}_0 \approx \frac{M_0}{t_{\text{He}}} \approx 3 \cdot 10^{-7} m_\odot^{1,7} M_\odot/\text{год}. \quad (10.X)$$

Ко второму взрыву двойная система подходит с обратным отношением масс — взрывается более массивная звезда. Система распадается. Возникают две одиночные нейтронные звезды.

Итак, мы рассмотрели в общих чертах эволюцию нормальных звезд в двойных системах. Благодаря перемене ролей система не распадается

после первого взрыва. Естественным следствием этого является появление двойных систем с релятивистскими компонентами. Нормальная звезда в такой системе последовательно проходит четыре стадии. Но еще более разнообразной оказывается эволюция ее соседки — нейтронной звезды.

§ 2. Эволюция нейтронных звезд

Эволюция нейтронной звезды состоит в медленном изменении режимов ее взаимодействия с окружающей средой. Такой подход к эволюции был предложен и развивался в 70-е годы Шварцманом (1970), Илларионовым и Сюняевым (1975), Бисноватым-Коганом и Комбергом (1975), Шакурой (1975), Липуновым и Шакурой (1976), Савонье и Ван ден Хевелом (1977) и др. В этих работах в основном рассматривались три режима: эжекция, "пропеллер" и аккреция. В начале 80-х годов была закончена полная классификация нейтронных звезд и сделаны первые расчеты эволюции нейтронных звезд в двойных системах с учетом эволюции нормальной звезды (Липунов, 1982а,б; Корнилов и Липунов, 1983а,б; Липунов, 1984а).

Полная классификация нейтронных звезд содержит 8 типов (гл. III): E, P, A, SE, SP, SA, G, M. Попадание нейтронной звезды на ту или иную стадию определяется в основном тремя параметрами: дипольным магнитным моментом μ , скоростью вращения ω (или периодом вращения $p = 2\pi/\omega$) и потенциальным темпом аккреции \dot{M}_c (или потенциальной светимостью $L = \dot{M}_c GM_x/R_x \approx 0,1 \dot{M}_c c^2$). Эволюцию нейтронной звезды можно рассматривать как движение в трехмерном пространстве μ, \dot{M}_c, ω . В действительности существует дополнительный параметр — скорость движения нейтронной звезды v_∞ , так что пространство движения, вообще говоря, имеет больше трех измерений. Но главными эволюционными факторами являются именно эти три параметра, среди которых выделяется скорость вращения звезды.

Уравнение эволюции. Анализ характера взаимодействия замагниченной звезды с окружающей плазмой, рассмотренного в гл. III–IX, позволяет выписать приближенное уравнение эволюции момента вращения нейтронной звезды в следующей универсальной форме (Липунов, 1982а):

$$\frac{dI\omega}{dt} = \dot{M}k_{su} - \kappa_t \frac{\mu^2}{R_t^3}, \quad (11.X)$$

где k_{su} — удельный вращательный момент в аккрецируемом веществе. Он равен

$$k_{su} = \begin{cases} \sqrt{GM_x R_d} & \text{— дисковая аккреция,} \\ \eta_t \Omega R_G^2 & \text{— аккреция без диска.} \end{cases} \quad (12.X)$$

Здесь R_d — радиус внутренней границы диска, Ω — частота вращения двойной системы, $\eta_t \approx 1/4$ (Илларионов и Сюняев, 1975). Значения безразмерного фактора κ_t , характерного радиуса R_t и темпа аккреции \dot{M} на различных режимах приведены в табл. 15.

Уравнение эволюции (11.X) является приближенным. Особенно не ясна ситуация для "пропеллеров" и "суперпропеллеров" (см. гл. VI). В табл. 15