

## 7. ЭВОЛЮЦИЯ ЗВЕЗД

Эволюцией звезд называется изменение физических характеристик, внутреннего строения и химического состава звезд со временем. «Рождение» звезды – это образование гидростатически равновесного объекта, излучение которого поддерживается за счет собственных источников энергии. «Смерть» звезды – необратимое нарушение равновесия, ведущее к разрушению звезды или к ее катастрофическому сжатию. Для понимания эволюции звезд принципиальное значение имеет вопрос об источниках их энергии. Потери энергии на излучение с поверхности могут восполняться за счет охлаждения недр, выделения гравитационной потенциальной энергии при сжатии и ядерных реакций. Выделение гравитационной энергии может играть определяющую роль лишь тогда, когда температура недр звезды недостаточна для того, чтобы ядерное энерговыделение могло компенсировать потери энергии, и звезда в целом или ее часть должна сжиматься для поддержания равновесия. Высвечивание тепловой энергии становится определяющим лишь после исчерпания запасов ядерной энергии. Таким образом, эволюцию звезд можно представить как последовательную смену источников энергии звезд.

### 7.1. Эволюционные временные шкалы

Итак, в процессе эволюции звезда проходит через три основных отрезка своей жизни (основные временные шкалы): ядерный отрезок жизни (*ядерная временная шкала*)  $t_n$ , тепловой отрезок жизни (*тепловая временная шкала*)  $t_t$  и динамический отрезок жизни (*временная шкала свободного падения*)  $t_d$ .

*Ядерная временная шкала.* Время, за которое звезда излучает всю энергию, производимую ядерными реакциями, называется ядерной временной шкалой. Можно получить оценку этого времени, вычислив время, за которое весь имеющийся в наличии водород превращается в гелий. Из теоретических рассуждений и эволюционных вычислений известно, что в звезде расходуется всего лишь около 10% полной массы водорода, прежде чем установятся другие, более быстрые эволюционные механизмы. Так как при горении водорода в энергию превращается 0.7% массы покоя, ядерная временная шкала будет

$$t_n \approx \frac{0.007 \times 0.1 M c^2}{L}.$$

Для Солнца ядерная временная шкала найдена равной  $10^{10}$  лет, поэтому

$$t_n \approx \frac{M / M_\odot}{L / L_\odot} \times 10^{10} \text{ лет}.$$

Это соотношение дает ядерную временную шкалу как функцию массы  $M$  и светимости  $L$  данной звезды. Например, если масса есть  $30M_\odot$ ,  $t_n$  будет око-

ло 2 млн. лет. Причина более короткой временной шкалы в том, что светимость звезды сильно возрастает с ростом ее массы.

*Тепловая временная шкала.* Время, за которое звезда излучила бы всю свою тепловую энергию, если бы производство ядерной энергии вдруг прекратилось, называется тепловой временной шкалой. Рассмотрим этот процесс.

Если излучаемая звездой энергия черпается из ее тепловой энергии, то тогда с течением времени температура в недрах звезды должна падать. При этом равновесие звезды нарушается, так как при меньшей температуре газовое давление уже не в состоянии противодействовать силе собственного тяготения звезды. Звезда должна тогда сжиматься, как бы спадать к центру. Но при всяком падении потенциальная энергия переходит в кинетическую и тепловую энергию (например, при падении тела в воздухе оно нагревается благодаря трению). Следовательно, при сжатии звезды освобождается гравитационная энергия. Часть этой энергии идет на повышение температуры в недрах звезд, препятствуя тем самым слишком быстрому сжатию, а часть энергии излучается в пространство. Более того, если детально рассмотреть этот процесс, то окажется, что температура в центре звезды, лишенной источников звездной энергии, не уменьшается, а наоборот увеличивается, т.е. звезда не остывает, а нагревается за счет освобождения потенциальной энергии тяготения.

Известно, что потенциальная энергия тела в поле тяжести равна  $Mgh$ , где  $M$  – масса тела,  $g$  – ускорение силы тяжести, а  $h$  – высота тела над уровнем, принимаемым за начало отсчета. Применим эту формулу к нашему случаю. Сжимается вся звезда в собственном поле тяготения. Следовательно,  $M$  есть масса звезды. Для ускорения силы тяжести возьмем его значение на поверхности:  $g = \frac{GM}{R^2}$ . В глубине звезды его значение примерно такое же. Наконец, учитывая полный запас потенциальной энергии, мы должны учесть полное сжатие звезды до малых размеров, поэтому высоту «спадания» звезды можно принять равной ее радиусу:  $h = R$ . Следовательно, полный запас потенциальной энергии собственной силы тяготения звезды равен  $\frac{GM^2}{R}$ .

При сжатии звезды примерно половина энергии идет на нагревание самой звезды, а вторая половина излучается в пространство. Так как светимость звезды однозначно зависит от ее массы, то при сжатии с постоянной массой светимость тоже не меняется. Следовательно, тепловую временную шкалу (или время, на которое хватает потенциальной энергии звезды) можно оценить следующим образом

$$t_i \approx \frac{0.5GM^2/R}{L} \approx \frac{(M/M_\odot)^2}{(R/R_\odot)(L/L_\odot)} \times 2 \times 10^7 \text{ лет},$$

Для Солнца тепловая временная шкала составляет около 20 млн. лет или 1/500 ядерной временной шкалы.

*Динамическая временная шкала.* Третьей и наиболее короткой временной шкалой является время, за которое звезда сколлапсирует, если давление, уравновешивающее гравитацию, вдруг исчезнет. Его можно оценить из времени, которое нужно для свободного падения частицы от звездной поверхности к центру. Это есть половина периода, даваемого третьим законом Кеплера, где большая полуось орбиты соответствует половине радиуса звезды  $R$

$$t_d = \frac{2\pi}{2} \sqrt{\frac{(R/2)^3}{GM}} \approx \sqrt{\frac{R^3}{GM}}.$$

Динамическая временная шкала Солнца где-то около половины часа. Соотношение порядков временных шкал обычно подобно солнечному, т.е.

$$t_d \ll t_t \ll t_n.$$

## 7.2. Сжатие звезд на пути к главной последовательности

Звезды образуются при сжатии гигантских молекулярных облаков.

Когда облако сжимается, его гравитационная потенциальная энергия освобождается и преобразовывается в тепловую энергию газа и в излучение. Вначале излучение может проходить свободно сквозь вещество, так как плотность низка и непрозрачность мала. Поэтому почти вся освободившаяся энергия излучается, и температура не возрастает. Сжатие происходит на динамической временной шкале – газ свободно падает внутрь.

Плотность и давление наиболее быстро возрастают вблизи центра облака. С ростом плотности растет непрозрачность. Большая часть освобожденной энергии превращается тогда в тепло, и температура начинает расти. Это приводит к дальнейшему росту давления, которое препятствует свободному падению. Сжатие центральной части облака замедляется. Внешние части, однако, все еще падают свободно.

На этой стадии облако уже может рассматриваться как протозвезда. Оно состоит в основном из водорода в молекулярной форме. Когда температура достигает  $1800\text{K}$ , водородные молекулы распадаются на атомы. Диссоциация расходует энергию, и повышение температуры замедляется. Давление тогда также растет более медленно, а это приводит к тому, что скорость сжатия возрастает. Эта же последовательность событий повторяется, сначала, когда при  $10^4\text{K}$  ионизируется водород, а затем, когда ионизируется гелий. Когда температура достигает  $\sim 10^5\text{K}$ , газ ионизируется полностью.

Сжатие протозвезды останавливается тогда, когда большая доля газа ионизируется. Звезда садится в гидростатическое равновесие. Ее дальнейшая эволюция будет проходить в тепловой временной шкале, т.е. намного медленнее. Радиус протозвезды сократится от его первоначального значения  $\sim 100a.e.$  до  $\sim 1/4a.e.$  Она будет обычно располагаться внутри большого газового облака с аккрецией на нее вещества от его внешних областей. Поэтому масса звезды будет расти, а температура и плотность в центре возрастать.

Температура только что достигшей равновесия звезды все еще низка, а ее непрозрачность соответственно большая. Поэтому в ее центре будет конвекция. Конвективный перенос энергии вполне эффективен и поверхность протозвезды будет поэтому относительно яркой.

Рост температуры приводит к увеличению прозрачности вещества, прежде всего в центральной области звезды. Поэтому конвективный перенос энергии в центре сменяется лучистым переносом. Постепенно лучистое ядро охватывает все большую часть звезды, а область конвективного переноса вытесняется к поверхности. При переходе от конвективного переноса к лучистому светимость возрастает. Поверхностная температура звезды также увеличивается.

Для звезд с массой порядка солнечной, быстрое сжатие протозвездного облака длится только несколько сотен лет. Финальная стадия конденсации намного медленнее, и продолжается несколько миллионов лет. Длина этого промежутка времени сильно зависит от звездной массы. Звезда с массой  $15M_{\odot}$  продвигается к главной последовательности за 60000 лет, тогда как звезда с массой  $0.1M_{\odot}$  за сотни миллионов лет.

Некоторые реакции водородного горения начинаются уже при нескольких миллионах градусов. Так, например, литий, бериллий и бор сгорают в гелий на ветвях  $ppII$  и  $ppIII$  водородного цикла ( $pp$ -цепочка) задолго до того, как установится полная цепь. Так как звезда в течение ранних стадий жизни конвективна, а потому хорошо перемешивается, даже вещество ее поверхности будет оказываться в центре. Поэтому, хотя обилие таких элементов, как литий, бериллий и бор мало, они дают важную информацию о температуре в центре звезды.

Начало фазы главной последовательности знаменуется началом водородного горения в  $pp$ -цикле при температуре около 4 млн. градусов. Новая форма производства энергии начинает полностью доминировать над энергией, освобождаемой вследствие сжатия. Когда сжатие останавливается, звезда садится в равновесие и начинается долгая и спокойная жизнь в фазе главной последовательности.

Наблюдать звезды на этапе сжатия трудно, потому что новорожденные звезды обычно скрыты среди плотных облаков пыли и газа. Однако в межзвездных облаках были открыты некоторые уплотнения, а около них очень молодые звезды. Одним из примеров являются звезды типа  $T\ Tauri$  ( $T$  Тельца). Их насыщенность литием относительно высока, что указывает на то, что они являются недавно возникшими звездами, у которых температура в центральных областях еще не настолько высока, чтобы разрушить литий.

### 7.3. Фаза главной последовательности

Фаза главной последовательности является той эволюционной стадией, в течение которой энергия, освобождаемая вследствие «горения» водорода в ядре, есть единственный источник звездной энергии. В течение этой стадии звезда находится в устойчивом равновесии, и ее структура изменяется только по-

тому, что ее химический состав постепенно видоизменяется из-за ядерных реакций. Такая эволюция происходит на ядерной временной шкале, и значит, фаза главной последовательности является наиболее длительной частью жизни звезды. Например, для звезды солнечной массы фаза главной последовательности длится около 10 млрд. лет. Более массивные звезды эволюционируют быстрее, потому что излучают намного больше энергии. Так, фаза главной последовательности звезды в  $15M_{\odot}$  только около 10 млн. лет. С другой стороны, менее массивные звезды имеют более длительное время жизни в фазе главной последовательности: звезда в  $0.25M_{\odot}$  проводит около 70 млрд. лет на главной последовательности.

Так как звезды вероятнее всего обнаруживаются в стадии устойчивого водородного горения, главная последовательность на HR-диаграмме богата населена, особенно на конце малых масс. Верхняя часть главной последовательности, образованная более массивными звездами, менее насыщена вследствие более короткого времени их жизни в фазе главной последовательности.

Наиболее массивные из наблюдаемых звезд имеют массу около  $70M_{\odot}$ . Если масса звезды становится слишком большой, сила гравитации не может больше противостоять давлению излучения. Звезды с массой больше некоторого верхнего предела не могут образовываться, так как не могут присоединить дополнительную массу в течение фазы сжатия. Теоретические вычисления дают предельную массу около  $100M_{\odot}$ .

Имеется также нижний предел массы для звезд главной последовательности. Звезды с массой меньше  $0.08M_{\odot}$  никогда не становятся достаточно горячими, чтобы началось «горение» водорода. Поэтому самые маленькие протозвезды сжимаются в планетоподобные карлики. В течение фазы сжатия они излучают, потому что освобождается потенциальная энергия, но, в конце концов, они начинают охлаждаться.

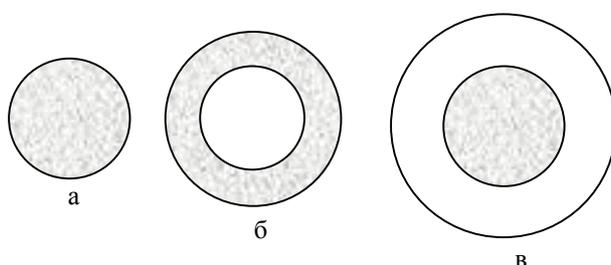
*Верхняя часть главной последовательности.* Звезды на верхней части главной последовательности так массивны, а температура в их недрах так высока, что могут протекать реакции CNO-цикла. У звезд в нижней части главной последовательности энергия производится pp-цепочкой. Водородный (pp-цепочка) и углеродный (CNO) циклы равно эффективны при температуре 18 млн. градусов, соответствующей температуре недр звезд с массой  $1.5M_{\odot}$ . Граница между верхней и нижней частью главной последовательности грубо соответствует этой массе.

Производство энергии в CNO-цикле очень сильно концентрируется в ядре. Направленный наружу поток энергии становится тогда очень большим и не может больше поддерживаться лучистым переносом. Поэтому звезды верхней части главной последовательности имеют *конвективное ядро*, т.е. энергия переносится движением материи. Это поддерживает вещество в хорошо перемешиваемом состоянии и поэтому водородная составляющая с течением времени равномерно уменьшается внутри всей конвективной области. Вне ядра имеется *лучистое равновесие*, т.е. энергия переносится излучением и нет ядерных реак-

ций. Между ядром и оболочкой имеется переходная область, в которой водородная составляющая уменьшается вовнутрь. Масса конвективного ядра с расходом водорода будет постепенно уменьшаться. Когда водород в центре исчерпывается, ядро звезды начнет быстро сокращаться в размерах. Поверхностная температура станет расти и звезда будет быстро двигаться в левый верхний угол HR-диаграммы. Из-за сжатия ядра температура в водородной оболочке вне ядра будет расти. Она быстро становится достаточно высокой, чтобы снова установилось горение водорода.

*Нижняя часть главной последовательности.* На нижней части главной последовательности температура в центре ниже, чем для массивных звезд и энергия производится pp-цепочкой. Так как скорость pp-цепочки не так чувствительна к температуре как в CNO-цикле, производство энергии распространяется на большую область, чем в массивных звездах. Поэтому ядро никогда не становится конвективно-неустойчивым, а остается радиационным.

Во внешних слоях звезд нижней части главной последовательности непрозрачность высокая из-за низкой температуры. Излучение не может там переносить всю энергию и начнется конвекция. Структура звезд нижней части главной последовательности является т.о. противоположной структуре звезд верхней части главной последовательности – центр является радиационным, а оболочка конвективной. Так как вещество в ядре не перемешивается, водород быстрее всего исчерпывается в центральных областях, и водородная составляющая возрастает по направлению наружу.



На рисунках выше схематично показан перенос энергии у звезд различных масс, находящихся в фазе главной последовательности: (а) наименее массивные звезды ( $M < 0.26M_{\odot}$ ) полностью конвективны; (б) звезды с массами  $0.26M_{\odot} < M < 1.5M_{\odot}$  имеют радиационное ядро и конвективную оболочку; (в) массивные звезды ( $M > 1.5M_{\odot}$ ) имеют конвективное ядро и радиационную оболочку.

#### 7.4. Фаза гиганта

Фаза главной последовательности звездной эволюции заканчивается, когда водород в центре исчерпывается. После этого начинает гореть водород в оболочке, окружающей гелиевое ядро. Вследствие горения водорода в оболочке

ке масса гелиевого ядра возрастает. Это приводит к расширению оболочки звезды, и она (звезда) становится красным гигантом.

У звезд низкой массы с ростом массы ядра его плотность станет, в конце концов, настолько высокой, что оно становится вырожденным. Температура в центре будет продолжать увеличиваться. Все гелиевое ядро будет иметь одинаковую температуру из-за высокой проводимости вырожденного газа. Если масса звезды больше, чем  $0.26M_{\odot}$ , температура в центре достигнет, в конце концов, 100 млн. градусов, что достаточно для превращения гелия в углерод в результате тройного  $\alpha$ -процесса.

Горение гелия установится одновременно во всей центральной области и внезапно поднимет ее температуру. В отличие от нормального газа вырожденное ядро не может расширяться, хотя температура возрастает, и поэтому возрастание температуры приведет к дальнейшему ускорению ядерных реакций. С ростом температуры вырожденность газа устраняется, и он начнет бурно расширяться. Всего через несколько секунд после возгорания гелия произойдет взрыв (*гелиевая вспышка*).

Энергия от гелиевой вспышки поглощается внешними слоями, и т.о. это не приводит к полному разрушению звезды. Энергия, освобожденная при вспышке, превращается в потенциальную энергию расширяющегося ядра. Поэтому, после гелиевой вспышки звезда перейдет в новое состояние, при котором гелий устойчиво превращается в углерод в невырожденном ядре.

Когда гелий в ядре истощается, в звезде имеются две оболочки с ядерным горением. Во внутренней оболочке «горит» гелий, во внешней – водород. Такая конфигурация неустойчива, и звездное вещество может перемешиваться или материя может быть выброшена в пространство подобно планетарной туманности.

В звездах большой массы температура в центре выше, а плотность ниже, и поэтому ядро будет невырожденным. Таким образом, когда центральная область сжимается, горение гелия может протекать не катастрофически. Когда запасы гелия в центре исчерпываются, гелий будет продолжать гореть в оболочке.

Ядро будет сжиматься, и становиться горячее. Сначала начнется горение углерода, а затем кислорода и кремния. Когда каждое из этих ядерных топлив исчерпается в центре, горение будет продолжаться в оболочке. Звезда т.о. будет содержать несколько оболочек с ядерным горением. В конце звезда будет состоять из последовательности слоев, отличающихся по составу. В звездах более массивных, чем  $15M_{\odot}$  – вплоть до железа.

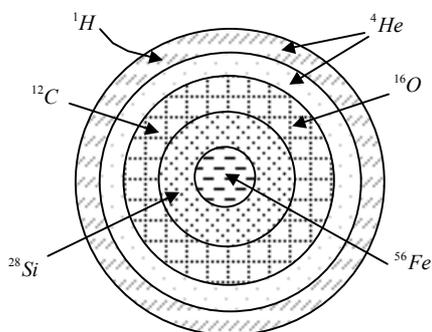
*Конец фазы гиганта.* Эволюция, которая следует за горением гелия, строго зависит от звездной массы. Масса определяет, насколько высокой может быть температура в центре, и степень вырожденности, когда зажигаются более тяжелые ядерные топлива.

Звезды менее массивные, чем  $3M_{\odot}$  никогда не станут достаточно горячи, чтобы зажечь углеродное горение в ядре. В конце фазы гиганта давление излу-

чения срывает внешние слои, которые образуют *планетарную туманность*. Горячее ядро остается как белый карлик.

В звездах с массами в диапазоне  $3-15M_{\odot}$ , либо углерод, либо кислород загорается взрывным образом подобно гелию в звездах низкой массы – имеет место *углеродная* или *кислородная вспышка*. Она намного более мощная, чем гелиевая вспышка, и заставит звезду взорваться как *сверхновая*. Звезда, вероятно, будет полностью разрушена взрывом.

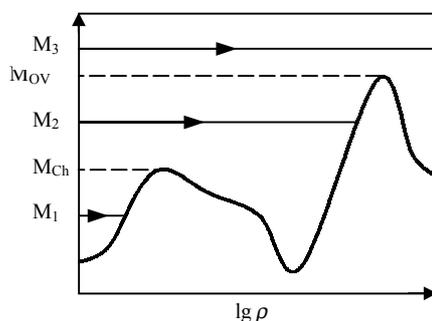
Центральные части наиболее массивных звезд, с массами больше чем  $15M_{\odot}$ , горят вплоть до железа  $^{56}\text{Fe}$ . Все ядерные источники энергии будут тогда полностью исчерпаны. Структура звезды в 30 солнечных масс на этой стадии показана схематически на рисунке. Звезда состоит из вложенной последовательности зон, ограниченных оболочками горящего кремния  $^{28}\text{Si}$ , кислорода  $^{16}\text{O}$  и углерода  $^{12}\text{C}$ , гелия  $^4\text{He}$  и водорода  $^1\text{H}$ .



Однако, это состояние неустойчиво, так как прекращение ядерных реакций в ядре означает, что давление в центре будет падать, а ядро будет коллапсировать. Энергия, освобожденная при коллапсе, идет на диссоциацию (разложение) железного ядра сначала до гелия, а затем до протонов и нейтронов. Это будет далее ускорять коллапс, подобно тому, как диссоциация молекул ускоряет коллапс протозвезды. Коллапс имеет место на динамическом отрезке времени, который в плотном звездном ядре равен доле секунды. Внешние части также будут коллапсировать, но более медленно. Вследствие этого температура будет расти в слоях, содержащих несгоревшее ядерное топливо. Оно загорится взрывным образом, освобождая огромное количество энергии за несколько секунд. Окончательным результатом будет то, что внешние слои взорвутся, как сверхновая. В сверхплотном ядре протоны и электроны объединятся, образуя нейтроны. Окончательно ядро будет состоять почти полностью из нейтронов, и станет вырожденным из-за высокой плотности. Вырожденное давление нейтронов остановит коллапс ядра малой массы. Однако, если масса ядра достаточно большая, вероятно будет образована черная дыра.

## 7.5. Финальные стадии эволюции

Финальные точки звездной эволюции можно увидеть на нижеследующем рисунке. Здесь показана связь между массой и плотностью в центре для тела нулевой температуры, т.е. финальное равновесие, когда массивное тело остыло.



Имеется два максимума на кривой. Масса, соответствующая левому максимуму, называется массой Чандрасекара,  $M_{Ch} = 1.2 - 1.4 M_{\odot}$ , а масса, соответствующая правому максимуму — массой Оппенгеймера — Волкова,  $M_{OV} = 1.5 - 2 M_{\odot}$ .

Рассмотрим сначала звезду с массой меньше, чем  $M_{Ch}$ . Предположим, что масса не изменяется. Когда ядерное топливо закончится, звезда станет белым карликом, который будет постепенно охлаждаться и сжиматься. На этом рисунке она будет двигаться горизонтально вправо. Наконец, она достигнет нулевой температуры и остановится на левой восходящей части кривой равновесия. Ее финальное равновесие есть полностью вырожденный белый карлик.

Если масса звезды больше чем  $M_{Ch}$ , но меньше чем  $M_{OV}$ , она может продолжать охлаждение до тех пор, пока не достигнет правого восходящего отрезка кривой. Снова будет устойчивое финальное состояние, на этот раз соответствующее полностью вырожденной нейтронной звезде.

Еще более массивная звезда, с массой больше чем  $M_{OV}$ , будет продолжать сжатие после плотности, соответствующей нейтронной звезде. В этом случае не имеется больше какого-либо известного возможного устойчивого равновесия, и звезда должна продолжать сжиматься, образуя черную дыру.

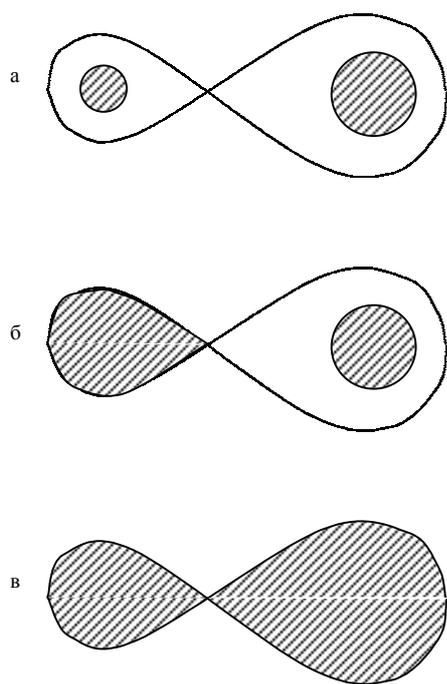
Преыдушие рассуждения являются чисто теоретическими. Финальные стадии эволюции реальных звезд вовлекают много неточно известных факторов, которые могут воздействовать на окончательное равновесие. Возможно, наиболее важным является вопрос потери массы, что очень трудно установить как из наблюдений, так и теоретически. Например, при взрыве сверхновой звезда может быть полностью разрушена и совершенно неясно будет ли то, что останется нейтронной звездой, черной дырой или ничем.

## 7.6. Эволюция тесных двойных звезд

Если компоненты двойной звезды хорошо разделены, они не возмущают друг друга. Когда изучается их эволюция, они могут рассматриваться как две

одиночные звезды, эволюционирующие независимо друг от друга, как описано выше. Однако тесные двойные системы ведут себя иначе. При рассмотрении сил, действующих на вещество звезды, находящейся в паре со второй звездой-спутником, необходимо, кроме собственной силы тяжести, направленной к центру, учитывать силу притяжения со стороны второй звезды, а также центробежную силу, обусловленную собственным вращением двойной звезды и направленную от центра масс системы. С учетом приливного взаимодействия форма звезд становится похожей на эллипсоиды вращения

Тесные двойные системы подразделяются на три класса, как показано на нижеследующем рисунке: *разделенные* (а), *полуразделенные* (б) и *контактные* двойные (в).



Кривая в виде восьмерки на этом рисунке называется эквипотенциальной поверхностью Роша, а объем, который она охватывает – полостью Роша. Поверхности, ограничивающие полости Роша обеих звезд, соприкасаются в так называемой первой либрационной точке Лагранжа  $L_1$ , через окрестности которой вещество может попасть в полость Роша другой звезды.

В разделенных двойных системах обе звезды глубоко погружены внутрь своих полостей; в полуразделенных – одна из компонент системы погружена в полость, а другая заполняет полость Роша полностью; в контактных – обе звезды полностью заполняют полости Роша.

Именно в полуразделенных двойных системах осуществляется процесс, который астрофизики называют обменом масс, когда вещество одной из звезд системы попадает в полость Роша второй звезды, а затем аккрецируется на эту звезду.

В течение фазы главной последовательности радиусы звезд изменяются не сильно, и каждая компонента будет оставаться внутри своей полости Роша. Когда водород исчерпается, звездное ядро быстро сократится, а внешние слои расширятся. На этой стадии звезда может полностью заполнить полость Роша, и начнется перетекание ее массы на другую звезду.

Тесные двойные звезды выглядят обычно как затменные двойные. Примером может служить Алголь в созвездии Персея. Компонентами этой двойной системы являются нормальная звезда главной последовательности и субгигант, существенно менее массивный, чем звезда главной последовательности. Субгигант имеет высокую светимость и т.о. видимо уже покинул главную последовательность. Этот результат кажется неожиданным, так как компоненты предположительно образуются в одно и то же время, и более массивная звезда должна бы эволюционировать быстрее. В 1950-х годах было предложено ре-

шение этого парадокса, состоящее в том, что субгигант первоначально бывает более массивным, но в процессе эволюции его масса перетекает на компаньон.

В зависимости от начальных масс сценарий эволюции тесной двойной системы может протекать по-разному. Рассмотрим в качестве примера тесную двойную систему, в которой начальные массы компонентов есть 1 и 2 солнечных массы, а начальный орбитальный период равен 1.4 суток.

После ухода с главной последовательности более массивная компонента превысит предел Роша и начнет терять массу на своего компаньона. Сначала масса будет перетекать на тепловом отрезке времени, и после нескольких миллионов лет роль компонентов изменится: первоначально более массивный компонент станет менее массивным, чем его компаньон.

Двойная система является теперь полуразделенной и может наблюдаться как затменная переменная типа Алголя. Двумя ее компонентами являются более массивная звезда главной последовательности и менее массивный субгигант, заполняющий свою полость Роша. Перетекание массы будет продолжаться, но на более медленном ядерном временном отрезке. В конце концов, перетекание массы прекратится, и менее массивный компонент сожмется к белому карлику с массой  $0.6M_{\odot}$ .

Теперь эволюционирует более массивная ( $2.4M_{\odot}$ ) звезда, и начинает терять массу, которая аккумулируется на поверхности белого карлика. Аккумулируемая масса может привести к *взрыву новой*, когда вещество выбрасывается в пространство большим взрывом. Несмотря на это, масса белого карлика будет постепенно расти, и может существенно превысить массу Чандрасекара. Белый карлик тогда сколлапсирует, и взорвется как сверхновая I-го типа.

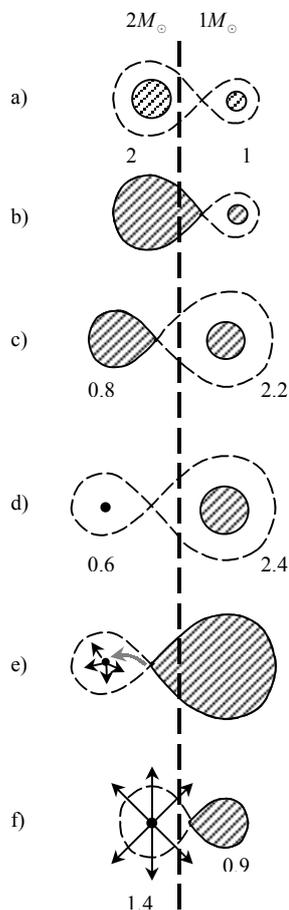
В качестве второго примера возьмем массивную двойную систему с начальными массами  $20$  и  $8M_{\odot}$  и начальным периодом 4.7 суток.

Более массивная компонента эволюционирует быстро, и в конце фазы главной последовательности она сбросит более  $15M_{\odot}$  своего вещества на вторую компоненту. Перетекание массы будет происходить на тепловой временной шкале, которая в этом случае будет равна всего лишь нескольким десяткам тысяч лет. Конечным результатом является *гелиевая звезда*, имеющая в качестве компаньона непроэволюционировавшую звезду главной последовательности. Свойства гелиевой звезды похожи на свойства звезды Вольфа-Райе.

Гелий продолжает превращаться в углерод в ядре гелиевой звезды, и масса углеродного ядра будет расти. В конце концов, углерод взрывоподобно загорится, и звезда взорвется как сверхновая. Последствие такого взрыва неизвестны, но предполагают, что остается компактный остаток с массой  $2M_{\odot}$ . Если же более массивная звезда расширяется, ее звездный ветер станет сильнее, приводя к сильному рентгеновскому излучению, бомбардирующему компактную звезду. Это рентгеновское излучение прекратится только тогда, когда она превысит свою полость Роша.

Система будет теперь быстро терять массу и угловой момент. Устойчивое состояние достигается при массе гелиевой звезды  $6M_{\odot}$  и массе компактной

звезды  $2M_{\odot}$ . Гелиевая звезда выглядит как звезда Вольфа-Райе и примерно через миллион лет взрывается как сверхновая. Это, возможно, приведет к развалу двойной системы. Однако при некоторых значениях массы двойная система может остаться связанной. Таким образом может образоваться двойная нейтронная звезда.



*Схема эволюции тесной двойной системы небольших масс:*

- a) оба компонента на главной последовательности;
- b) перетекание массы с более массивного компонента;
- c) легкий субгигант и массивная звезда главной последовательности;
- d) белый карлик и звезда главной последовательности;
- e) перекачка массы на белый карлик с более массивного компонента приводит к взрыву новой;
- f) масса белого карлика превышает массу Чандрасекара и он взрывается как сверхновая 1-го типа.

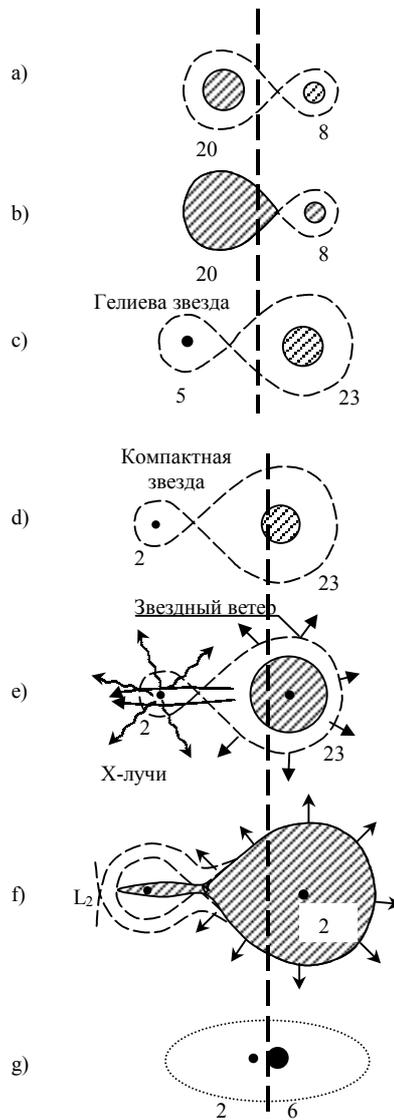


Схема эволюции массивной двойной системы. Предполагается, что взрыв в виде сверхновой гелиевой звезды с массой  $5M_{\odot}$  оставляет компактный остаток с массой  $2M_{\odot}$  (нейтронная звезда или черная дыра).

- a) фаза главной последовательности;
- b) начало фазы перетекания первой массы;
- c) конец фазы перетекания первой массы, начало фазы Вольфа-Райе;
- d) гелиева звезда (звезда Вольфа-Райе) взрывается как сверхновая;
- e) компонент в  $23M_{\odot}$  становится сверхгигантом, компактный компонент является сильным рентгеновским источником;
- f) начало фазы перетекания второй массы, рентгеновский источник приглушается и начинается широкомасштабная потеря массы;
- g) вторая фаза Вольфа-Райе, которая заканчивается взрывом гелиевой звезды в  $6M_{\odot}$  как сверхновой – двойная система либо развалится, либо останется связанной, в зависимости от остающейся массы.

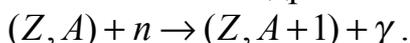
## 7.7. Происхождение химических элементов

В Солнечной системе имеется около сотни естественно встречающихся элементов и около 300 изотопов. Почти все ядра, более тяжелые чем гелий, образовались в ядерных реакциях в звездных недрах. В наиболее старых звездах доля тяжелых элементов около 0.02%, тогда как в наиболее молодых звездах она составляет несколько процентов. Тем не менее, большая часть звездного материала есть водород и гелий. Согласно стандартным космологическим моделям, они были образованы на ранних стадиях развития Вселенной, когда температура и плотность были подходящими для ядерных реакций. Хотя гелий производится в течение фазы главной последовательности звездной эволюции, очень небольшая его часть действительно возвращается в пространство, чтобы соединиться в более поздние звездные образования. Большая его часть либо преобразовывается в более тяжелые элементы дальнейшими реакциями, либо остается замкнутой внутри белокарликового остатка. Поэтому обилие гелия не сильно возрастает в процессе развития звезды.

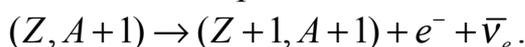
Наиболее важные ядерные реакции, приводящие к построению тяжелых ядер вплоть до железа, были рассмотрены ранее. Вероятность различных реакций определяется либо экспериментально, либо теоретическими вычислениями. Когда она известна, может быть вычислено относительное обилие различных производимых ядер.

Образование более тяжелых, чем железо элементов требует притока энергии, и поэтому оно не может быть объяснено таким же образом. Однако тяжелые ядра постоянно производятся. В 1952 г. в атмосфере красного гиганта был открыт технеций. Время полураспада наиболее долгоживущего изотопа  $^{98}\text{Tc} \sim 1.5 \times 10^6$  лет, так что наблюдаемый технеций должен был быть произведенным в звезде.

Большинство более массивных, чем железо ядер образуются при помощи *нейтронного захвата*. Так как нейтрон не имеет электрического заряда, он может легко проникать внутрь ядра. При захвате нейтрона ядро с массовым числом  $A$  преобразовывается в более массивное ядро

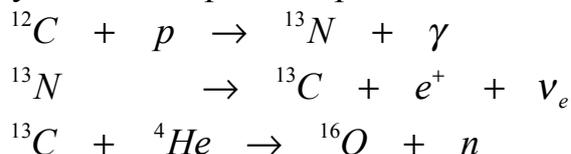


Вновь образованное ядро может оказаться неустойчивым к  $\beta$ -распаду, когда один нейтрон преобразовывается в протон



В зависимости от величины нейтронного потока встречаются два вида процесса нейтронного захвата. В медленном *s-процессе* нейтронный поток так мал, что может случиться любой  $\beta$ -распад, прежде чем будет иметь место следующая реакция нейтронного захвата. Наиболее устойчивые ядра до массового числа 210 образуются при помощи *s-процесса*. В случае большого нейтронного потока  $\beta$ -распад не успевает случиться до следующего нейтронного захвата. Говорят, что тогда имеет место быстрый *r-процесс*, который приводит к более богатым нейтронами изотопам. Нейтронный поток, достаточный для *s-*

процесса, получается в процессе нормальной звездной эволюции. Например, некоторые реакции «горения» углерода и кислорода производят свободные нейтроны. Если имеется конвекция между оболочками горения водорода и гелия, свободные протоны могут переноситься в богатые углеродом слои. Тогда становится важной следующая нейтронно-производящая цепочка реакций



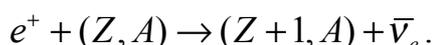
Конвекция может также переносить продукты реакции ближе к поверхности.

Нейтронный поток, требуемый для r-процесса, равен  $\sim 10^{22} \text{ см}^{-3}$ , и является слишком большим, чтобы быть произведенным в течение нормальной звездной эволюции. Единственным известным сейчас местом, где предполагается достаточно большой нейтронный поток, есть окрестность нейтронной звезды, образующейся при взрыве сверхновой. Когда нейтронный поток уменьшается, r-процесс останавливается. Произведенные ядра тогда постепенно разрушаются  $\beta$ -процессом в направлении к более устойчивым изотопам. Наиболее массивные естественно встречающиеся элементы, такие как уран, торий и плутоний, образуются посредством r-процесса.

Имеется около 40 изотопов, которые не могут быть произведены при помощи процессов нейтронного захвата. Их обилие очень мало в сравнении с соседними изотопами. Они образуются при взрывах сверхновых при температурах выше, чем  $10^9 \text{ K}$ , с помощью реакций, известных как *p-процесс*. При этой температуре может иметь место образование пары



Позитрон может либо немедленно аннигилироваться, либо быть съеденным в реакции



Другой реакцией в p-процессе есть



Наконец, *деление* некоторых более тяжелых изотопов может привести к ядрам p-процесса. Примерами этого являются изотопы  ${}^{184}\text{W}$ ,  ${}^{190}\text{Pt}$  и  ${}^{196}\text{Hg}$ , образующиеся при делении свинца.

Продукты всех предыдущих реакций выбрасываются в межзвездную среду при взрыве сверхновой. Столкновения между космическими лучами и тяжелыми ядрами приводят тогда окончательно к легким элементам – литию, бериллию и бору. Т.о. можно объяснить обилие всех естественно встречающихся изотопов.

В течение сменяющихся поколений звезд, относительное обилие тяжелых элементов в межзвездной среде возрастает. Они могут затем войти в новые звезды и планеты.