

1. ТЕРМОЯДЕРНЫЕ ПРОЦЕССЫ

Thermonuclear processes

Введение

Несколько возвращаясь назад по ходу обсуждения звездной эволюции, напомним, что когда в результате гравитационного сжатия температура в центре звезды повышается до $10 \div 15$ млн. К, кинетической энергии сталкивающихся ядер водорода оказывается достаточно для преодоления кулоновского отталкивания – начинается ядерная реакция горения водорода, которая является первой реакцией протон - протонного цикла [2]. Строго говоря, такое объяснение процесса протекания реакции не является точным, однако для приверженцев классической, а не квантовой физики, является наиболее понятным. Однако, с точки зрения современных представлений, более правильно сказать, что увеличение кинетической энергии приводит к повышению вероятности проникновения частиц сквозь потенциальный барьер и в определенный момент этого оказывается достаточно для возникновения стабильно протекающей термоядерной реакции водородного слияния. Такая реакция начинается в ограниченной центральной части звезды, но выделяющаяся в результате энергия сразу останавливает ее дальнейшее гравитационное сжатие.

На этой стадии своего развития происходит качественное изменение механизма выделения энергии в звезде. Если до начала ядерной реакции горения водорода нагревание звезды происходило только за счет гравитационного сжатия, то теперь открывается другой механизм – энергия выделяется за счет ядерных реакций синтеза и ее хватает для противодействия силам гравитации. В результате звезда приобретает стабильные размеры и светимость, которые для звезды с массой, близкой к солнечной, не меняются в течение миллиардов

лет, т.е. все то время, пока в ее центре происходит сгорание водорода.

Малая величина сечения этой реакции объясняет, почему стадия горения водорода – самая продолжительная стадия в звездной эволюции. Под сечением в квантовой физике понимается величина пропорциональная вероятности протекания некоторого процесса взаимодействия ядерных частиц между собой, при этом малая величина сечения означает малую вероятность данного процесса. В звездах разной массы термоядерные реакции протекают по-разному, с различной скоростью и продолжаются примерно от десятков миллионов до десятков миллиардов лет [2].

1.1 Термоядерные реакции в звездах

Термоядерная реакция (реакция синтеза, нуклеосинтеза или слияния атомных ядер) – это разновидность ядерной реакции, которая, как обычно считается, протекает в звездах при энергиях порядка $0.1 \div 100$ кэВ (1 кэВ согласно соотношению $E = kT$ примерно соответствует температуре 10^7 К), и приводит к объединению, слиянию легких атомных ядер в более тяжелые [6].

Теперь, прежде чем переходить к описанию протекающих в звезде термоядерных процессов, кратко остановимся на самом механизме термоядерной реакции, т.е. причине, по которой она происходит в плазме – разреженном, ионизованном газе, состоящем, в основном, из ядер атомов, которые имеют положительный электрический заряд и электронов с отрицательным зарядом. Для того чтобы произошло слияние ядер или термоядерная реакция, ядра атомов, имеющие положительный заряд, должны сблизиться на расстояние, на котором действует сильное взаимодействие, имеющее притягивающий характер. Это расстояние имеет порядок размера самих ядер и примерно равно 10^{-13} см или 1 Фм (Ферми) и во много раз меньше размера атома в обычном, не ионизированном состоянии, которое имеет порядок 10^{-8} см или 1 А

(Ангстрем).

При малых температурах и малых энергиях, когда существуют не ионизованные атомы, заряды ядра и электронов компенсируют друг друга. Но на расстояниях порядка 1 Фм электронные оболочки атомов уже не существуют и не могут экранировать заряды ядер, поэтому они испытывают сильное электростатическое отталкивание. Сила этого отталкивания, в соответствии с законом Кулона, обратно пропорциональна квадрату расстояния между зарядами. На расстояниях порядка размера ядер величина сильного взаимодействия, которое стремится их связать, начинает быстро возрастать и становится больше величины кулоновского отталкивания.

Таким образом, чтобы вступить в реакцию, атомные ядра должны преодолеть потенциальный кулоновский барьер или, точнее говоря, иметь достаточную вероятность для прохождения такого барьера. Например, для реакции радиационного захвата дейтерия тритием ${}^2\text{H} + {}^3\text{H} \rightarrow {}^5\text{He} + \gamma$ величина этого барьера составляет примерно 0,1 МэВ = 100 кэВ = 10^5 эВ (электронвольт). Для сравнения, приведем энергию, необходимую для ионизации атома водорода, которая составляет всего 13 эВ. Если перевести энергию 0,1 МэВ в температуру, то получится примерно 10^9 К. Такая температура не может существовать в большинстве звезд, например, на нашем Солнце и, казалось бы, термоядерные процессы там невозможны.

Однако в природе существуют, по крайней мере, два известных нам эффекта, которые снижают температуру, необходимую для возникновения термоядерной реакции. Остановимся на них более подробно:

1. Во-первых, температура характеризует лишь среднюю кинетическую энергию частиц плазмы внутри звезды. Имеются частицы, как с меньшей, так и с большей энергией, поскольку для газа или плазмы она определяется максвелловским распределением. Реально, в термоядерной реакции участвует только небольшое количество ядер, имеющих энергию намного больше средней – так называемый «хвост» максвел-

ловского распределения [6].

Это распределение можно записать в виде распределения по скоростям (По данным: http://fn.bmstu.ru/phys/bib/physbook/tom2/ch5/texthtml/ch5_4.htm)

$$F(v) = 4\pi v^2 \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{mv^2}{2kT} \right)$$

или по энергиям

$$F(E) = 2 \left(\frac{E}{\pi(kT)^3} \right)^{1/2} \exp \left(-\frac{E}{kT} \right).$$

Вид функции распределения по скоростям, который полностью аналогичен распределению по энергии, показан на рис.1.1.

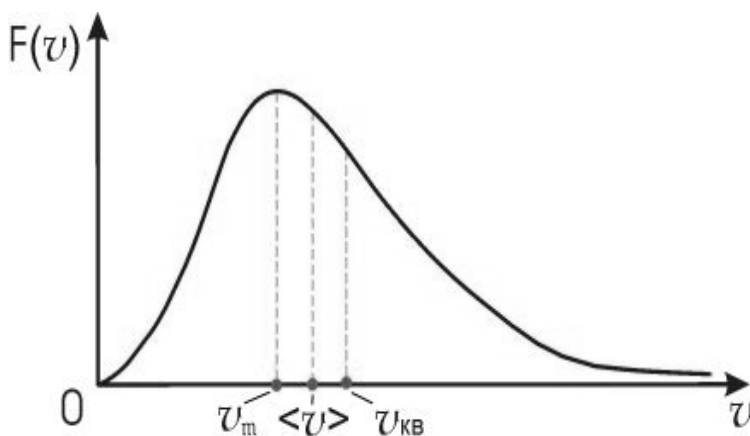


Рис.1.1. Распределение Максвелла по скоростям.

(Рисунок приведен по данным:

http://fn.bmstu.ru/phys/bib/physbook/tom2/ch5/texthtml/ch5_4.htm)

Это распределение имеет наиболее вероятную скорость

и энергию

$$v_m = \left(\frac{2kT}{m} \right)^{1/2},$$

$$E_m = \frac{mv_m^2}{2} = kT,$$

о которой мы уже упоминали и среднеквадратичную скорость $v_{\text{кв}}$, выражаемую через среднюю скорость $\langle v \rangle$, и среднюю энергию частиц

$$v_{\text{кв}} = \langle v^2 \rangle^{1/2} = \left(\frac{3kT}{m} \right)^{1/2},$$

$$E_{\text{кв}} = \frac{mv_{\text{кв}}^2}{2} = \frac{3}{2}kT.$$

По мере сжатия звезды, вначале очень небольшая часть ядер водорода с максимальной кинетической энергией вступает в термоядерную реакцию, благодаря которой выделяется значительное количество дополнительной энергии. Часть этой энергии уходит на увеличении кинетической энергии некоторой другой части ядер водорода, подготавливая их к участию в последующих ядерных процессах. Тем самым, низкоэнергетическая часть ядер, составляющих основную массу звезды, служит как бы источником топлива для термоядерных реакций.

2. Во-вторых, благодаря эффектам квантовой физики, ядра атомов не обязательно должны иметь энергию, превышающую величину кулоновского барьера, как это было в классической механике. Даже если их энергия меньше этого барьера, они с определенной степенью вероятности могут проникать сквозь него – это явление называется квантовый

туннельный эффект и графически показано ниже на рис.1.2 [8].

Из рис.1.2 видно, что квантовая частица, которая имеет осциллирующую волновую функцию (ВФ) Ψ вне барьера ($r > r_1$), определяющую вероятность ее нахождения в определенной точке пространства, с энергией меньше его высоты, может проникать через барьер. ВФ частицы Ψ внутри него ($r < r_1$) не равна нулю и представляет собой функцию координат с экспоненциально спадающей зависимостью [8]. Иными словами, существует определенная, и совсем не нулевая, вероятность прохождения частицы через потенциальный кулоновский барьер и ее проникновения в область сильного взаимодействия, что приводит к возникновению ядерных или термоядерных реакций.



Рис.1.2. Проникновение квантовой частицы через потенциальный барьер [8].

(Рисунок приведен по данным: <http://astronet.ru/db/msg/1169513/node36.html>)

Рассмотрим теперь более подробно процессы синтеза легких атомных ядер, которые возможны благодаря протека-

нию термоядерных реакций в центре звезды. Большую часть своего существования звезда находится в стадии равновесия, а это означает, что, с одной стороны, сила гравитации стремится сжать и уменьшить ее в размерах, с другой стороны, энергия, высвобождаемая в результате термоядерных реакций, вынуждает звезду расширяться, увеличиваться в размерах. Пока эти две силы, действующие на звезду, равны по величине и противоположны по направлению, поддерживается баланс, и она находится в стационарном состоянии на Главной последовательности (см. далее и Приложение 4 в конце книги).

1.2 Протон - протонный цикл

Протон - протонный или pp - цикл – это совокупность термоядерных реакций для звезд Главной последовательности, в ходе которых водород (вернее, ядро атома водорода, протон "p") превращается в гелий (ядро атома гелия ${}^4\text{He}$). Этот цикл может протекать при наиболее низких энергиях и является основной альтернативой CNO - циклу, который будет рассмотрен далее. По-видимому, именно протон - протонный цикл доминирует в звездах с массой порядка массы Солнца на стабильной стадии их развития. В тоже время, CNO - цикл преобладает в более массивных и горячих звездах.

Суммарным итогом pp - реакций является слияние четырех протонов с образованием ядра атома ${}^4\text{He}$ и выделением энергии, эквивалентной 0,7 % массы этих протонов. Такая цепочка реакций в упрощенном виде проходит в три стадии. Вначале два протона, имеющие достаточно энергии для прохождения кулоновского барьера, сливаются, образуя дейтрон, позитрон и электронное нейтрино. Затем дейтрон сливается с протоном, образуя ядро ${}^3\text{He}$ и γ - квант и, наконец, два ядра атома ${}^3\text{He}$ сливаются, образуя ядро атома ${}^4\text{He}$ – при этом высвобождаются два протона.

Схематично это принято обозначать следующим образом [6]:

1. $p + p \rightarrow {}^2\text{H} + e^+ + \nu_e$, $Q = 0.42 \text{ МэВ}$,
2. ${}^2\text{H} + p \rightarrow {}^3\text{He} + \gamma$, $Q = 5.49 \text{ МэВ}$,
3. ${}^3\text{He} + {}^3\text{He} \rightarrow {}^4\text{He} + 2p$, $Q = 12.86 \text{ МэВ}$.

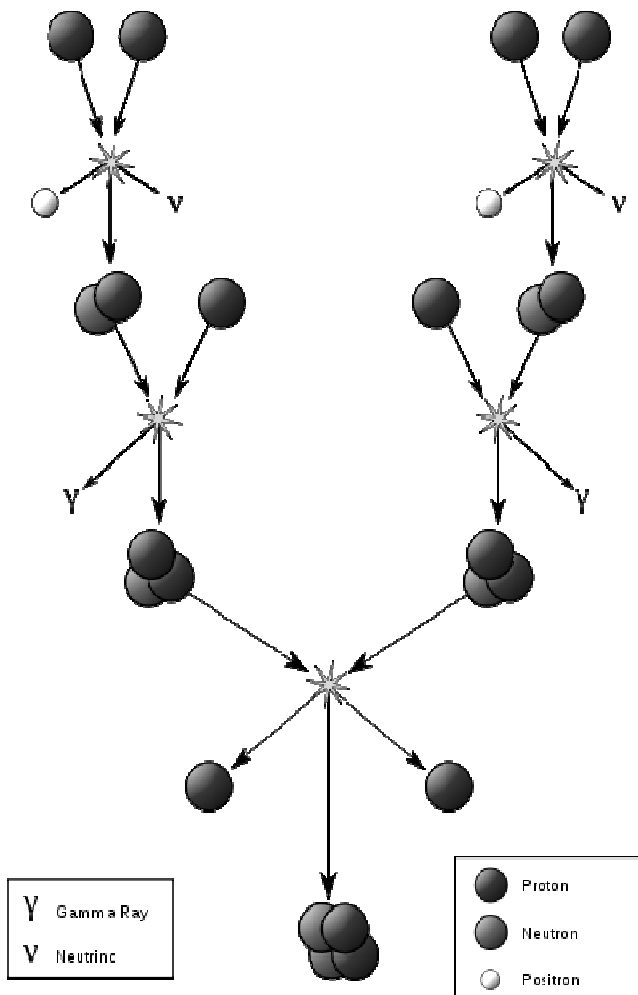


Рис.1.3. Упрощенная схема протон - протонного цикла [6].
(Рисунок приведен по данным: [http://ru.wikipedia.org/wiki/протон-протонный цикл](http://ru.wikipedia.org/wiki/протон-протонный_цикл))

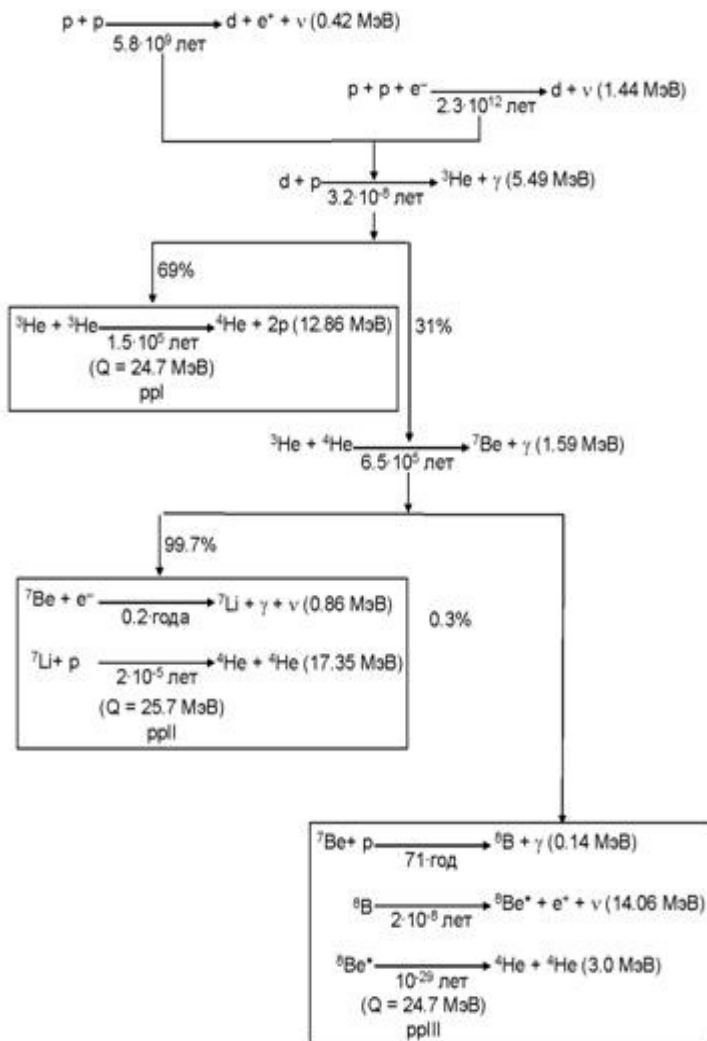


Рис.1.4. Все реакции протон - протонного цикла [2].

Здесь величина Q – это энергия, выделяемая в процессе протекания реакции, выраженная в единицах энергии, называемых мегаэлектронвольт (МэВ). Графически такая цепочка реакций представлена на рис.1.3 [6]. Но это только основные

реакции протон - протонного цикла, а все остальные, с указанием относительного вклада различных каналов и скорости протекания, представлены на рис.1.4 [2] и в табл.1.1 [8].

Табл.1.1. Реакции протон - протонного цикла с указанием выхода энергии Q и τ – характерного времени протекания для каждого процесса [8].

(Таблица приведена по данным: <http://astronet.ru/db/msg/1190731>)

№	Реакция	Q , МэВ	τ , лет	ϵ_v , МэВ; X
I	$p(p, e^+ \nu)^2H$	0.42	$8.2 \cdot 10^9$	$\bar{\epsilon}_v = 0.26$; $\epsilon_{v, \text{ макс}} = 0.42$
	$^2H(p, \gamma)^3He$	5.49	$4.4 \cdot 10^{-8}$	$X(^2H) = 2.7 \cdot 10^{-18}$
	$^3He(^3He, 2p)^4He$	12.86	$2.4 \cdot 10^5$	$X(^3He) = 1.6 \cdot 10^{-5}$
II	$^3He(^4He, \gamma)^7Be$	1.59	$9.5 \cdot 10^5$	$X(^7Be) = 1.2 \cdot 10^{-11}$
	$^7Be(e^-, \gamma \nu)^7Li$	0.86	0.30	$\epsilon_v = 0.86$ (90%); 0.38 (10%); $\bar{\epsilon}_v = 0.8$
	$^7Li(p, ^4He)^4He$	17.35	$3.8 \cdot 10^{-5}$	$X(^7Li) = 1.5 \cdot 10^{-15}$
III	$^7Be(p, \gamma)^8B$	0.14	$1.0 \cdot 10^2$	$X(^8B) = 4 \cdot 10^{-21}$
	$^8B(e^+ \nu)^8Be^*$	14.06	$3.0 \cdot 10^{-8}$	$\bar{\epsilon}_v = 7.3$; $\epsilon_{v, \text{ макс}} = 14.06$
	$^8Be^* \rightarrow 2^4He$	3.0	—	—

Как видно из табл.1.1, данный цикл может заканчиваться тремя различными путями. Для завершения ветви I, которая была приведена выше и дает максимальный энергетический вклад, первые две реакции должны осуществиться дважды, поскольку для третьей реакции требуется два ядра 3He . Здесь можно, по-видимому, пренебречь реакцией $p + p + e^- \rightarrow ^2H + \nu$, (см. рис.1.4) которая, как и основной процесс $p + p \rightarrow ^2H + e^- + \nu$, проходит за счет слабых взаимодействий, но с вероятностью почти на три порядка меньше.

Скорости или вероятности промежуточных реакций в протон - протонном цикле очень велики, а характерное время

мало по сравнению со скоростью первой реакции ветви I, которая протекает очень медленно, поэтому ядра ${}^2\text{H}$, ${}^3\text{He}$, ${}^7\text{Be}$, ${}^7\text{Li}$ и ${}^8\text{B}$ не накапливаются на звездах в заметных количествах.

В ветви III при распаде ядра атома бора ${}^8\text{B}$ с образованием неустойчивого ядра бериллия в возбужденном состоянии (${}^8\text{Be}^*$), которое почти мгновенно распадается на два ядра ${}^4\text{He}$, испускаются нейтрино с особенно высокой для pp - цикла энергией. Эти нейтрино от термоядерных реакций на Солнце регистрируются различными счетчиками на Земле [8]. Примерно в 70% всех случаев цикл заканчивается ветвью I, в 30% - ветвью II, а на долю ветви III приходится несколько десятых долей процента [2], как представлено на рис.1.4.

В табл.1.1 приведены некоторые основные параметры реакций протон - протонного цикла. В частности, ϵ_ν - это энергия испускаемых нейтрино, её среднее $\bar{\epsilon}_\nu$ и максимальное $\epsilon_{\nu, \text{макс}}$ значения в случае, когда нейтрино испускаются в интервале энергий $0 < \epsilon_\nu < \epsilon_{\nu, \text{макс}}$, а также концентрации по массе (X) участвующих промежуточных атомных ядер. Величины τ и X рассчитаны для физических условий, близких к ожидаемым в центре Солнца, т.е. при температуре $1.5 \cdot 10^7$ К, плотности 100 г/см^3 и равных концентрациях водорода и гелия по массе $X_{\text{H}} = X_{\text{He}} = 0.5$. Заметим, что данные по характерному времени τ , приведенному на рис.1.4 [2] и в табл.1.1 [8], несколько отличаются, поскольку взяты из разных источников.

Заметим, что запасов водорода на Солнце при современном темпе его горения по протон - протонной цепочке могло бы хватить на 100 млрд. лет. Однако некоторое обстоятельство существенно сокращает стадию горения водорода. Дело в том, что водород, фактически, сгорает только в центральной части Солнца, а там его запасов хватит примерно на $5 \div 6$ млрд. лет, т.е. через $5 \div 6$ млрд. лет Солнце, как это следует из современной модели развития звезд, должно превратиться в красный гигант. На этом этапе радиус Солнца возрастет примерно в 200 раз, а внешняя оболочка Солнца сначала достигнет Меркурия, потом Венеры и приблизится к Земле, но,

по-видимому, не захватит ее орбиты [2].

По мере выгорания водорода, ядро более массивной, чем Солнце звезды начинает постепенно сжиматься под действием гравитации, приводя к увеличению давления и температуры внутри нее и наряду с протон - протонным циклом вступает в действие следующий термоядерный процесс, называемый, CNO - циклом.

1.3 Звездный CNO - цикл

CNO - цикл – это совокупность трех сцепленных друг с другом или, точнее, частично перекрывающихся циклов. Первый и самый простой из них CN - цикл (цикл Бете или углеродный цикл) был предложен Х. Бете и, независимо от него, К. Вайцзекером еще в 1939г. Основной путь реакции CN - цикла показан в табл.1.2 и на рис.1.5 [6].

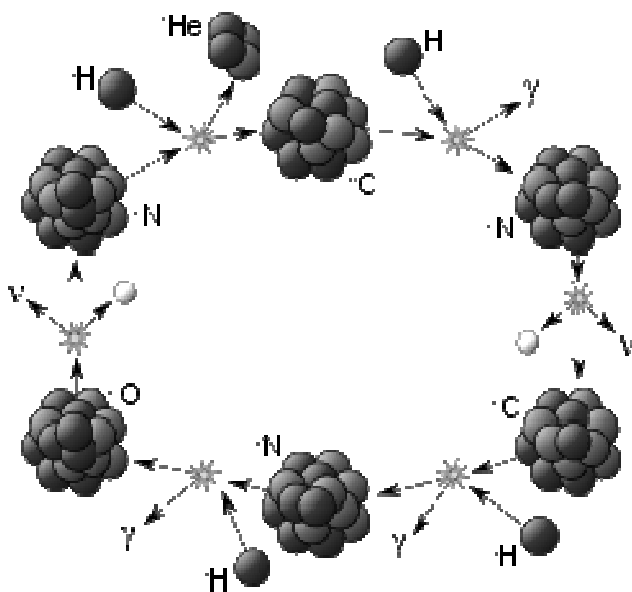


Рис.1.5. Реакции CN - цикла [6].

(Рисунок приведен по данным: <http://ru.wikipedia.org/wiki/CNO-цикл>)

В первой колонке этой и других приведенных далее таблиц показаны начальные ядра, участвующие в реакции. В третьей колонке – ядра, получающиеся в результате реакции, в следующей – выделяемая при этом энергия и в последней – время протекания реакции [6].

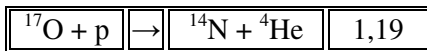
Табл.1.2. Реакции CN - цикла с указанием выхода энергии и характерного времени протекания реакции [6].

Слияние	→	Результат	Q, МэВ	τ, лет
$^{12}\text{C} + \text{p}$	→	$^{13}\text{N} + \gamma$	1,95	$1.3 \cdot 10^7$
^{13}N	→	$^{13}\text{C} + e^+ + \nu_e$	1,37	7 мин.
$^{13}\text{C} + \text{p}$	→	$^{14}\text{N} + \gamma$	7,54	$2.7 \cdot 10^6$
$^{14}\text{N} + \text{p}$	→	$^{15}\text{O} + \gamma$	7,29	$3.2 \cdot 10^8$
^{15}O	→	$^{15}\text{N} + e^+ + \nu_e$	2,76	82 сек.
$^{15}\text{N} + \text{p}$	→	$^{12}\text{C} + {}^4\text{He}$	4,96	$1.1 \cdot 10^5$

В реакции захвата протона ядром ^{15}N возможен еще один, альтернативный выходной канал – образование ядра ^{16}O с испусканием γ - кванта. Эта реакция является начальной для нового NO I - цикла, который имеет в точности такую же структуру, как CN - цикл, а его реакции представлены в табл.1.3 [6]. NO I - цикл повышает темп энерговыделения CN - цикла, увеличивая число ядер ^{14}N - катализаторов для прохождения этого цикла.

Табл.1.3. Реакции NO I - цикла с указанием энергии выхода [6].

Слияние	→	Результат	Q, МэВ
$^{15}\text{N} + \text{p}$	→	$^{16}\text{O} + \gamma$	12.13
$^{16}\text{O} + \text{p}$	→	$^{17}\text{F} + \gamma$	0,60
^{17}F	→	$^{17}\text{O} + e^+ + \nu_e$	2,76



Последняя приведенная здесь реакция взаимодействия протона с ядром ^{17}O также может иметь другой выходной канал, порождая еще один, так называемый, NO II - цикл, который показан в табл.1.4 [6].

Таким образом, все эти CN, NO I и NO II - циклы вместе образуют тройной CNO - цикл, который поддерживает горение звезд на следующей, после цикла горения водорода, стадии.

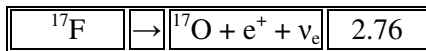
Табл.1.4. Реакции NO II - цикла с указанием энергии выхода [6].

Слияние	\rightarrow	Результат	Q, МэВ
$^{17}\text{O} + \text{p}$	\rightarrow	$^{18}\text{F} + \gamma$	5,61
^{18}F	\rightarrow	$^{18}\text{O} + e^+ + \nu_e$	1,66
$^{18}\text{O} + \text{p}$	\rightarrow	$^{15}\text{N} + ^4\text{He}$	3,98

Заметим, что имеется еще один очень медленный четвертый цикл, называемый OF - циклом, но его роль в выработке энергии ничтожно мала. Однако этот цикл является весьма важным при объяснении происхождения ядер ^{19}F в звездах. Он следует из последней реакции предыдущего цикла, которая проходит по другому каналу и показан в табл.1.5 [6].

Табл.1.5. Реакции OF - цикла с указанием энергии выхода [6].

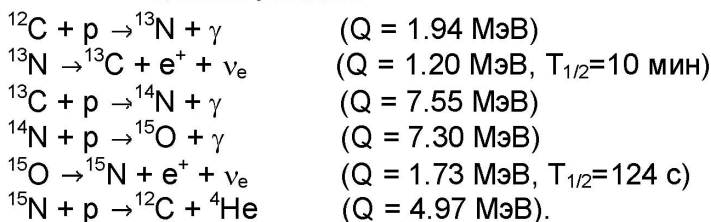
Слияние	\rightarrow	Результат	Q, МэВ
$^{18}\text{O} + \text{p}$	\rightarrow	$^{19}\text{F} + \gamma$	7.99
$^{19}\text{F} + \text{p}$	\rightarrow	$^{16}\text{O} + ^4\text{He}$	8.11
$^{16}\text{O} + \text{p}$	\rightarrow	$^{17}\text{F} + \gamma$	0.60



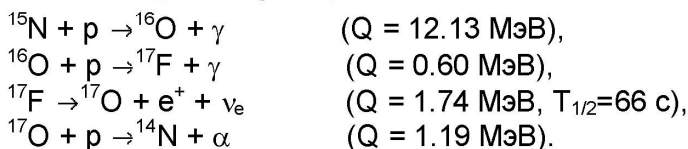
Все основные реакции тройного CNO - цикла можно представить и в виде рис.1.6, который взят из другого источника [2] и на котором несколько отличаются значения энергии и времени протекания реакции – периода полураспада $T_{1/2}$.

В звездах, имеющих массу, сравнимую с массой Солнца, и меньше, по-видимому, доминирует протон - протонная цепочка термоядерных реакций. В более массивных звездах, имеющих более высокую температуру ядра, основным источником энергии является CNO - цикл.

Цепочка реакций I



Цепочка реакций II



Цепочка реакций III

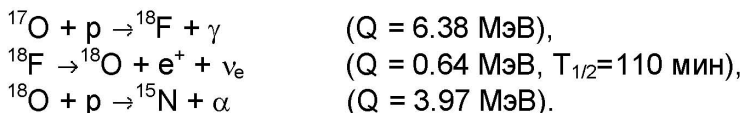


Рис.1.6. Реакции CNO - цикла [2].

Таким образом, начальный этап термоядерных реакций синтеза состоит в образовании ядер гелия из четырех ядер водорода, как показано в табл.1.1 . Кроме того, ядра гелия,

наряду с ядрами ^{12}C , ^{14}N и ^{15}N , являются конечным продуктом всех трех CNO - циклов, как продемонстрировано в табл.12 ÷ 1.4. По мере того, как в центральной части звезды происходит выгорание водорода, благодаря которому и протекают pp - и CNO - циклы, его запасы все более истощаются, но происходит накопление гелия. В центре звезды формируется, так называемое, гелиевое ядро.

Когда водород в центре звезды выгорел, выделение энергии за счет рассмотренных выше термоядерных реакций уменьшается, и в действие вновь вступают силы гравитации. Образовавшееся гелиевое ядро звезды начинает сжиматься, при этом, еще более нагреваясь. Кинетическая энергия сталкивающихся ядер гелия увеличивается и достигает величины, достаточной для увеличения вероятности преодоления кулоновского барьера. Начинается следующий этап термоядерных реакций – горение гелия.

1.4 Тройная гелиевая реакция

Когда водород в центре звезды заканчивается, звезды с массой менее 40% солнечной умирают, превращаясь в тусклые, и компактные белые карлики, состоящие из гелия [8]. Сил гравитационного сжатия, а, значит и температуры, в звездах с такой массой оказывается не достаточно для загорания гелиевых реакций.

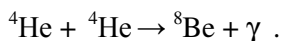
У более массивных звезд под действием гравитации центральная область сжимается настолько, что температура там достигает сотен миллионов К. При такой температуре возможно взаимодействие ядер гелия, а высокая плотность звездных недр делает вполне вероятной встречу трех и даже четырех таких ядер с реакцией рождения углерода или кислорода [8]

1. $^4\text{He} + ^4\text{He} + ^4\text{He} \rightarrow ^{12}\text{C} + \gamma$,
2. $^4\text{He} + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{16}\text{O} + \gamma$.

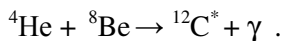
Первая из этих реакций носит название "тройная гелие-

вая реакция" (тройной альфа - процесс) и представляет собой ядерную реакцию слияния в недрах звезд трех атомных ядер ${}^4\text{He}$. Она начинается при температуре около $1.5 \cdot 10^8$ К и плотности порядка $5 \cdot 10^7$ кг/м³. Возможно, эта реакция проходит в два этапа [8]:

1. Образование нестабильного ядра ${}^8\text{Be}$ (период полураспада 10^{-16} с.)



2. Образование ядра ${}^{12}\text{C}$ в одном из возбужденных состояний



Эта реакция схематично показана на рис.1.7 и приводит к выделению энергии 7.28 МэВ [6].

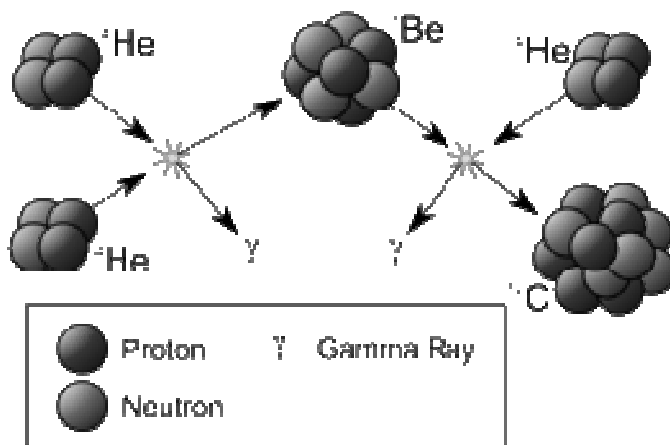


Рис.1.7. Тройная гелиевая реакция [6].

(Рисунок приведен по данным: [http://ru.wikipedia.org/wiki/тройная гелиевая реакция](http://ru.wikipedia.org/wiki/тройная_гелиевая_реакция))

Практически одновременно с 3^4He - процессом в звездах может идти и вторая из перечисленных выше реакций – захват альфа - частицы ядром углерода. Она приводит к выходу энергии 7.16 МэВ [8] и, наряду с двухчастичным $^4\text{He}^{12}\text{C}$ захватом, может, по-видимому, проходить, как реакция последовательного слияния четырех ядер гелия с образованием ядра ^{16}O .

У звезд с массой менее $6 \div 8$ масс Солнца этап гелиевой вспышки или горения гелия (длящийся всего несколько процентов от времени горения водорода) фактически является последним в их жизни. Определенная часть гелия и азота, который образуется в CNO - цикле, углерода и кислорода выносятся при этом на поверхность звезды. Яркость звезды увеличивается, она раздувается и сбрасывает оболочку в виде планетарной туманности, пополняя межзвездную среду этими элементами. Ядро такой звезды сохраняется в виде углеродно - кислородного белого карлика [8].

Таким образом, из приведенных реакций видно, что продуктами ядерного горения гелия в центре звезды являются углерод и кислород, которые образуются приблизительно в равных количествах.

1.5 Другие термоядерные процессы в звездах

В массивных звездах, с массой более $6 \div 8$ масс Солнца, после того как истощается (выгорает) весь гелий, центральная часть звезды, состоящая в основном из углерода и кислорода, вновь теряет устойчивость и начинает сжиматься, что приводит к повышению температуры. Температура повышается и в прилегающем к ядру звезды слое, состоящем из гелия. Повышается она и во внешних слоях звезды, состоящих из водорода. Поэтому возможен сценарий, в котором может начаться горение гелия и водорода в довольно тонкой оболочке вокруг уже неактивного углеродно - кислородного ядра. В это время в самом ядре температура еще не достаточно высока и, возможно, ядерных реакций с образованием более

тяжелых элементов еще не происходит [9].

Однако продолжающееся сжатие ядра звезды с такой массой и рост температуры в нем стимулирует дальнейшие ядерные реакции, рождающие широкую гамму новых химических элементов. Сначала сгорает углерод, давая в основном неон и натрий. Затем сгорает неон, порождая, среди прочих элементов, магний и алюминий. Затем горит кислород, давая кремний и серу. Наконец, горит кремний, превращаясь в железо и близкие к нему элементы. Эти реакции происходят при температуре около 10^9 , т.е. 1 млрд. К и длятся всего несколько тысяч лет, из более чем, миллиона лет жизни массивной звезды [8].

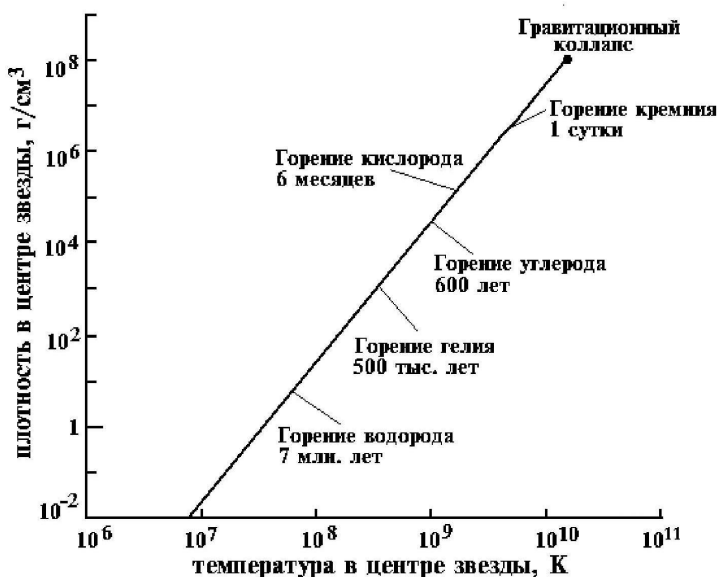


Рис.1.8. Эволюция массивной звезды [2].

(Рисунок приведен по данным: <http://nuclphys.sinp.msu.ru/lect/index.html>)

По мере горения элементов с большим зарядом ядра Z , температура и давление в центре звезды увеличиваются с возрастающей скоростью, что в свою очередь увеличивает

скорость протекания ядерных реакций. Эта зависимость схематично представлена на рис.1.8 [2]. Если для массивной звезды (масса звезды ~ 25 масс Солнца) реакция горения водорода продолжается несколько миллионов лет, то горение гелия происходит в десять раз быстрее. Процесс горения кислорода длится около 6 месяцев, а горение кремния происходит за сутки.

Ядерные реакции синтеза более тяжелых, чем ^{12}C или ^{16}O элементов могут продолжаться до тех пор, пока возможно выделение энергии. На завершающем этапе термоядерных реакций в результате горения кремния образуются ядра в районе железа. Это конечный этап всех процессов звездного термоядерного синтеза, так как ядра в районе железа имеют максимальную удельную энергию связи, график которой показан на рис.1.9 [2].

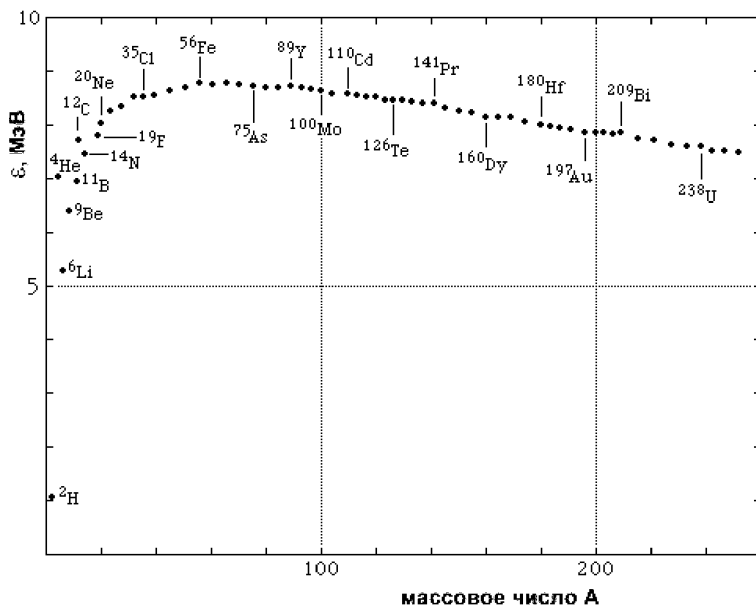


Рис.1.9. Зависимость удельной энергии связи ϵ от массового числа ядра A [2].

(Рисунок приведен по данным: <http://nuclphys.sinp.msu.ru/lect/index.html>)

Термоядерные реакции с образованием более тяжелых, чем ядра в области железа, элементов не могут происходить с выделением энергии. При синтезе таких элементов в процессе реакций энергия должна поглощаться, поэтому подобные процессы не дают вклада в общий энергетический выход термоядерных реакций на звездах.

После истощения в массивных звездах материала для термоядерных процессов, т.е. протекания всех возможных реакций синтеза, они теряют свою устойчивость и начинают с увеличивающейся скоростью сжиматься к своему центру. Если растущее внутреннее давление останавливает гравитационное сжатие, то центральная область звезды становится сверхплотной нейтронной звездой, что может сопровождаться сбросом оболочки и наблюдаться, как вспышка "сверхновой".

Однако если масса нейтронной звезды, образовавшейся в предыдущем процессе, после взрыва сверхновой, превысит определенный предел (предел Оппенгеймера - Волкова, который обычно считается равным $2 \div 3 M_{\odot}$ [5,6,7]), то гравитационный коллапс продолжается до ее полного превращения в черную дыру [6]. Такой процесс с финальным коллапсом звезды при температурах более 10^{10} К и плотностях выше 10^8 г/см³ показан на рис.1.8.

1.6 Зависимость термоядерных реакций от массы звезды

Ядерные реакции, происходящие в звездах в условиях термодинамического равновесия, как мы уже видели, существенно зависят от массы звезды. Происходит это потому, что масса звезды определяет величину гравитационных сил сжатия, что, в конечном итоге, определяет максимальную температуру, достижимую в центре звезды, т.е. ее ядре, где проходят все основные термоядерные реакции.

В табл.1.6 приведены результаты теоретического расчета возможных ядерных реакций синтеза для звезд различной массы [2]. Из таблицы видно, что полная последовательность

ядерных реакций синтеза возможна лишь в массивных звездах. В звездах с массой примерно $M < 0.08 M_{\odot}$ гравитационной энергии недостаточно для сжатия и нагрева звездного вещества до температур, необходимых для протекания реакций горения водорода.

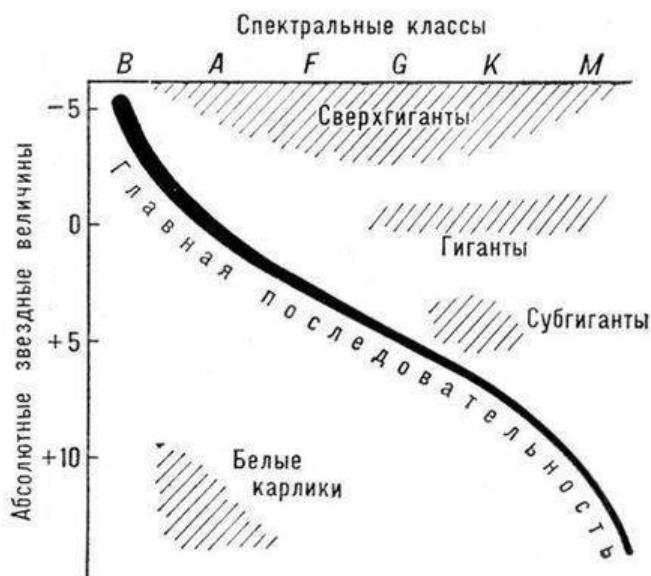


Рис.1.10 Диаграмма эволюции звезд [8].

(Рисунок приведен по данным: <http://www.astronet.ru/db/msg/eid/FK86/stars>).

Табл.1.6. Теоретический расчет возможных ядерных реакций в звездах различной массы [2].

Масса звезды в единицах M_{\odot}	Возможные ядерные реакции.
<0.08	Нет.
0.3	Горение водорода.
0.7	Горение водорода и гелия.

5.0	Горение водорода, гелия, углерода.
25.0	Все реакции синтеза с выделением энергии.

В более массивных звездах, с массой порядка массы Солнца, пока протекает ядерная реакция горения водорода, звезда, как мы уже говорили, находится на Главной последовательности, показанной на рис.1.10 (см. также Приложение 4). С течением времени, по мере накопления внутри такой звезды ядер гелия, ее центральная часть начинает сжиматься и температура повышается. В процесс термоядерного горения могут вовлекаться все более отдаленные от центра слои звезды. Следствием связанного с этим нагрева является расширение и охлаждение внешней оболочки звезды. Ее размер увеличивается, а в спектре излучения начинает преобладать красный цвет. Звезда сходит с Главной последовательности и перемещается правее в область красных гигантов и сверхгигантов.

Каждая из описанных до сих пор ядерных реакций поддерживает излучение звезды на разных этапах ее развития. Но на последнем этапе ядра железа связаны сильнее всех прочих атомных ядер, поэтому их дальнейшие превращения уже не могут дать выхода энергии. Однако, и в эти моменты жизни звезды, энергия продолжает уходить с ее поверхности, так что может возникнуть ситуация, когда в результате горения кремния сформируется железное ядро звезды, слишком массивное, чтобы сопротивляться действию своей собственной гравитации.

Его предельная масса впервые рассчитана С. Чандрасекаром, лежит в диапазоне от 1,38 до 1,44 масс Солнца [6,8] и определяет верхний предел массы, при которой звезда может существовать, как белый карлик. Если масса звезды превышает этот предел, она может превратиться в нейтронную звезду.

Когда масса звезды приближается к пределу Чандрасекара, почти одновременно начинается несколько различных процессов. Эти процессы охлаждают ядро звезды до такой степени, что ее внутреннее давление больше не может сопро-

тивляться гравитации, и она начинает катастрофически сжиматься. Такой коллапс длится в течение считанных секунд, но при этом выделяется энергия, больше, чем звезда излучила за все время своего существования. Подавляющая часть этой энергии уходит в форме нейтрино и гравитационных волн, но примерно 1% идет на нагрев внешних слоев звезды и их сброс. На короткое время звезда становится сравнима по яркости с целой галактикой и ее называют "сверхновой" [8], а ее ядро, как мы уже говорили, может превратиться в нейтронную звезду.

Если масса оставшегося ядра такой звезды превышает предел Оппенгеймера - Волкова, который оценивается на современном этапе развития наших астрофизических представлений в $2 \div 3$ массы Солнца, то она превращается в черную дыру [6] и на этом заканчивается процесс ее эволюции, как астрономического или астрофизического объекта под названием звезда.

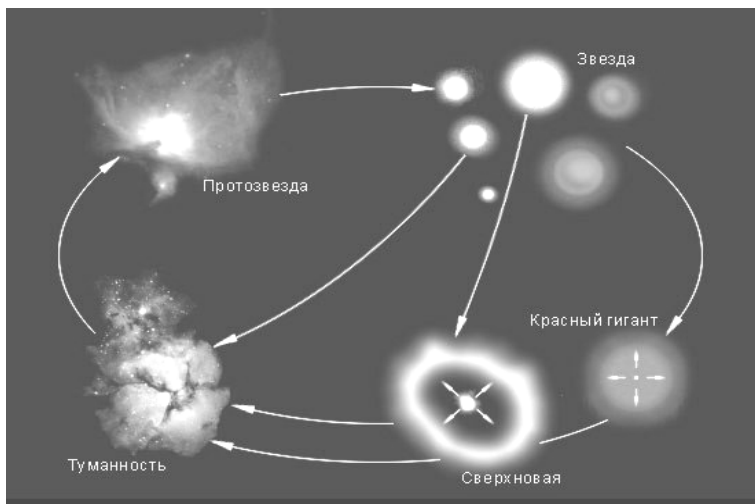


Рис.1.11. Круговорот вещества в Природе.
(Рисунок приведен по данным: http://www.gomulina.orc.ru/reterats/nebul_5.html).

В заключение нашего популярного изложения материала

по термоядерным реакциям представим на рис.1.11 схему круговорота вещества в Природе. Она показывает, как в процессе сжатия туманности из межзвездного газа образуется протозвезда, затем, обычная звезда, которая в зависимости от своей массы, испытывает ряд превращений, приводящих в результате к образованию и взрыву сверхновой и созданию новой туманности. Из нее, в свою очередь, может образоваться новая протозвезда, и весь процесс повторится снова и снова.

В приведенном выше обзоре мы не стремились детально описать процесс развития звезд различной массы. Целью этого популярного описания звездной эволюции было продемонстрировать, что все этапы развития звезд, не зависимо от их массы, определяются различными термоядерными, а, по сути, ядерными реакциями, которые протекают при сверхнизких или, как еще говорят, астрофизических энергиях и условно объединены в различные циклы. Возможность протекания того или иного термоядерного цикла зависит от массы звезды, целиком и полностью определяя процесс ее эволюции.

1.7 Успехи и проблемы ядерной астрофизики

Объяснение путей образования химических элементов в звездах является одним из важных выводов современной ядерной астрофизики. Ядерная теория происхождения элементов описывает распространенность различных элементов во Вселенной, исходя из свойств этих элементов с учетом физических условий, в которых они могут образовываться. Кроме того, совокупность ядерных процессов, которые рассматривает ядерная астрофизика, позволяет объяснить, например, светимость звезд на разных стадиях их эволюции и, в общих чертах, описать сам процесс эволюции звезд. Таким образом, вопросы нуклеосинтеза тесно связаны, с одной стороны, с вопросами строения и эволюции звезд и Вселенной, с другой стороны, со свойствами взаимодействий ядерных частиц [2,8].

Однако существует ряд сложных и до сих пор нерешенных проблем, которые не позволяют пока сформулировать полную теорию образования и эволюции объектов во Вселенной. Приведем некоторые из этих, не решенных до настоящего времени вопросов, непосредственно связанных с ядерной астрофизикой и ядерными взаимодействиями, которые сами следуют из существующих на сегодняшний день проблем ядерной физики [2]:

1. Недостаточность экспериментальных сведений о сечениях ядерных реакций при сверхнизких, астрофизических энергиях.

2. Трудность корректного учета реакций, происходящих за счет слабых взаимодействий, при описании всей совокупности ядерных реакций, ответственных за формирование элементов в районе железного максимума и более тяжелых элементов.

3. Отсутствие точных сведений об экспериментальных сечениях ядерных реакций под действием нейтронов на радиоактивных ядрах. Эта проблема возникает при корректном описании распространенности элементов, образующихся в r - процессе, который является последовательным захватом нейтронов в (n, γ) реакциях.

Далее в данной книге мы будем рассматривать только вопросы, относящиеся к первому из перечисленных выше пунктов. Данная проблема заключается в невозможности, на сегодняшнем этапе развития экспериментальных методик, прямых измерений сечений термоядерных реакций в земных условиях при тех энергиях, при которых они протекают в звездах. Далее мы остановимся на этой проблеме более подробно, а сейчас поясним некоторые основные понятия и представления, обычно используемые для описания термоядерных реакций.

Основной характеристикой любой термоядерной, например, фотоядерной реакции является астрофизический S - фактор, который определяет поведение сечения реакции, т.е. вероятности ее протекания, при энергиях, стремящихся к ну-

лю. Его можно определить экспериментально, но для большинства взаимодействующих ядер, которые участвуют в термоядерных процессах, это оказывается возможным только при энергиях в области $100 \text{ кэВ} \div 1 \text{ МэВ}$, а для реальных астрофизических расчетов, например, развития модели эволюции звезд, его значения требуются при энергиях примерно от 0.1 до 10 кэВ , что соответствует температурам в ядре звезды около $10^6 \text{ К} \div 10^8 \text{ К}$.

Один из методов получения астрофизического S - фактора при нулевой энергии, т.е. энергии порядка 1 кэВ и меньше, это экстраполяция его значений из области, где он экспериментально определим, в область более низких энергий. Это обычный путь, который используется в первую очередь, после измерений сечений некоторой реакции в области низких энергий.

Второй, и, по-видимому, **наиболее предпочтительный метод**, заключается в теоретических расчетах S - фактора некоторой термоядерной реакции на основе определенных ядерных моделей [1; гл.8]. Однако анализ всех термоядерных реакций с некоторой единой теоретической точки зрения представляет собой довольно трудоемкую задачу, поэтому далее мы будем рассматривать только фотоядерные процессы с γ - квантами, а именно, радиационный захват на некоторых легких ядрах.

Что касается выбора модели, то одна из таких моделей, используемая нами в настоящих расчетах, это потенциальная кластерная модель легких атомных ядер с классификацией состояний по схемам Юнга. В некоторых случаях модель содержит запрещенные в межкластерных взаимодействиях состояния (ЗС) и в наиболее простой форме предоставляет множество возможностей для выполнения подобных расчетов.

В дальнейшем мы более подробно рассмотрим эти возможности, а пока обозначим общий путь, который приводит к реальным результатам при расчетах астрофизического S - фактора определенной термоядерной реакции с γ - квантами, в данном случае, реакции радиационного захвата. Для прове-

дения таких расчетов нужно иметь определенные данные и выполнить следующие шаги:

1. Иметь в своем распоряжении экспериментальные данные по дифференциальным сечениям или функциям возбуждения σ_{ex} упругого рассеяния рассматриваемых ядерных частиц (например, p^2H) при самых низких, известных в данный момент, энергиях.

2. Выполнить фазовый анализ этих данных или иметь результаты проведенного ранее фазового анализа подобных данных, т.е. знать фазы $\delta_L(E)$ упругого рассеяния, зависящие от энергии E . Это одна из важнейших частей всей процедуры расчетов астрофизических S - факторов в ПКМ с ЗС, поскольку на следующем шаге она позволяет получить потенциалы межъядерного взаимодействия.

3. По найденным фазам рассеяния построить потенциалы взаимодействия $V(r)$ (например, для p^2H системы). Эта процедура в ПКМ с ЗС называется потенциальным описанием фаз упругого рассеяния, и выполнить ее требуется при самых низких энергиях.

4. Имея, полученные таким образом, межкластерные потенциалы взаимодействия, можно проводить расчеты полных сечений процесса фоторазвала (например, $^3He + \gamma \rightarrow p + ^2H$) и, связанного с ним принципом детального равновесия, сечения радиационного захвата ($p + ^2H \rightarrow ^3He + \gamma$), т.е. получить полные теоретические сечения фотоядерных реакций $\sigma(E)$.

5. И только имея полные сечения реакции радиационного захвата, можно рассчитать астрофизический S - фактор термоядерной реакции, например, $p + ^2H \rightarrow ^3He + \gamma$ т.е. величину $S(E)$, как функцию энергии E , при любых, самых низких энергиях.

Заметим, что на сегодняшний день только для астрофизического S - фактора радиационного p^2H захвата выполнены экспериментальные измерения до 2.5 кэВ, т.е. в области энергий, которую можно считать астрофизической. Для всех

остальных ядерных систем, которые участвуют в термоядерных процессах, подобные измерения надежно выполнены, в лучшем случае, до 50 кэВ, например, как это было сделано для p^3H системы.

Схематично все эти шаги можно представить в следующем виде:

$$\sigma_{ex} \rightarrow \delta_L(E) \rightarrow V(r) \rightarrow \sigma(E) \rightarrow S(E) .$$

Описанный выше путь одинаков для всех фотоядерных реакций, не зависит, например, от энергии их протекания или каких-то других факторов и является общим при рассмотрении любой термоядерной реакции с γ - квантами, если она анализируется в рамках потенциальной кластерной модели с ЗС.

Общий смысл или цель использования ядерных моделей и теоретических методов расчета характеристик термоядерных реакций заключается в следующем. Если некоторая ядерная модель правильно описывает экспериментальные данные по астрофизическому S - фактору, в той области энергий, где они имеются, например, 100 кэВ ÷ 1 МэВ, то вполне разумно предположить, что она будет правильно воспроизводить форму S - фактора и при более низких энергиях, порядка 1 кэВ.

Именно в этом заключается определенное преимущество описанного выше подхода над обычной экстраполяцией экспериментальных данных к нулевой энергии, поскольку используемая модель имеет, как правило, определенное микроскопическое обоснование с точки зрения общих принципов ядерной физики и квантовой механики.

Далее мы переходим к непосредственному изложению конкретных результатов, полученных для астрофизических S - факторов реакций радиационного захвата при сверхнизких энергиях в рамках потенциальной кластерной модели легких атомных ядер с классификацией кластерных состояний по орбитальным схемам Юнга, о которых более подробно будет сказано в следующей главе, и в некоторых случаях с ЗС. Бу-

дуг рассмотрены процессы радиационного захвата для систем p^2H , p^3H , p^6Li , p^7Li , p^9Be и $p^{12}C$, а также $^2H^4He$, $^3H^4He$, $^3He^4He$ и $^4He^{12}C$, и показано, что такой подход позволяет сравнительно хорошо описать имеющиеся экспериментальные данные в области сверхнизких энергий, когда ошибки извлекаемых из эксперимента фаз упругого рассеяния соответствующих частиц имеют минимальную величину. Кроме того, будет показано, что в некоторых случаях, для некоторых ядерных систем, удастся даже предсказать поведение астрофизических S - факторов при энергиях ниже $100 \div 200$ кэВ.

Но вначале, в следующей главе, будут более детально описаны, использованные здесь, модельные представления, т.е. физические модели атомного ядра и математические методы расчетов, включая численные методы и алгоритмы. Будет приведено определенное обоснование кластерной модели с точки зрения модели ядерных оболочек, которая позволяет получать хорошие результаты при описании свойств некоторых легких ядер, и предоставляет математический аппарат, частично используемый далее в ПКМ с ЗС.