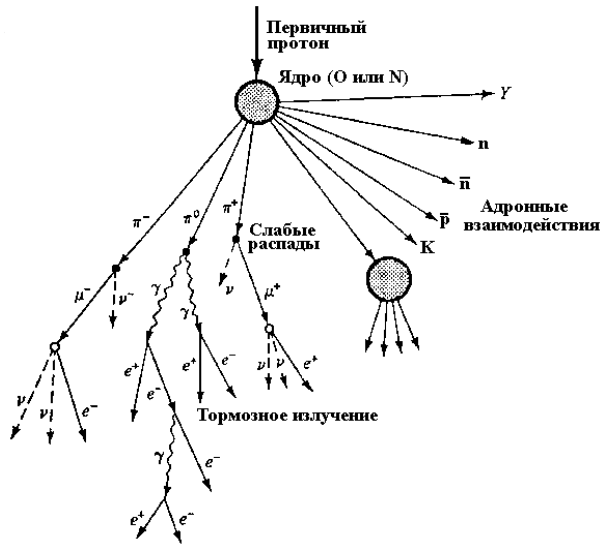
Профессор
И.Н.Бекман

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

АТОМ

Лекция 20. **ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ ВО ВСЕЛЕННОЙ**



Ядерная физика позволяет ответить на важные вопросы: когда и как возникли элементы, из которых построена наша Земля?

Рис. 1. Ядерные реакции космического излучения с элементами в верхних слоях атмосферы Земли. Попадающий в верхние слои атмосферы протон с высокой энергией вызывает каскадный ливень.

Известно, что в природе химических элементов мало (меньше 90) и что они остаются неизменными в химических реакциях. Имеющие место на Земле ядерные реакции в основном вызваны космическими лучами (**Рис. 1**) и радиоактивным распадом; есть и ядерные реакции типа деления, но их роль незначительна. Поэтому, все химические элементы, с которыми мы встречаемся в природе, существовали ещё до образования Земли. Элементы подверглись разнообразным геохимическим, геологическим, и биохимическим процессам, но остались неизменными. Таким образом, происхождение элементов конечно внеземное, но важно понять откуда они появились и как возникли?

Эти вопросы лежат в сфере ядерной астрофизики, которая занимается связью свойств ядер и их реакций с астрофизическими объектами и процессами в Космосе. Вселенная состоит из большого разнообразия массивных объектов, распределенных в огромном объеме. Основной объем практически пуст ($<1\times10^{-18}$ кг/м^3) и холоден (~3К). С другой стороны, звёзды очень плотны (ядро Солнца ~2×10^5 кг/м^3) и очень горячи (ядро Солнца ~16×10^6К). При таких температурах и плотностях лёгкие элементы обладают достаточно высокими скоростями для осуществления ядерных реакций. Синтез более тяжелых элементов - результат разнообразных ядерных процессов в массивных звездных системах. Эти массивные объекты характеризуются большими гравитационными силами, поэтому возникающие элементы остаются в звездах. Тяжёлые элементы рассеиваются только при взрыве звездной системы. Исходя из особенностей распределения изотопов на Земле, можно предположить, что до её формирования произошло несколько таких взрывов.

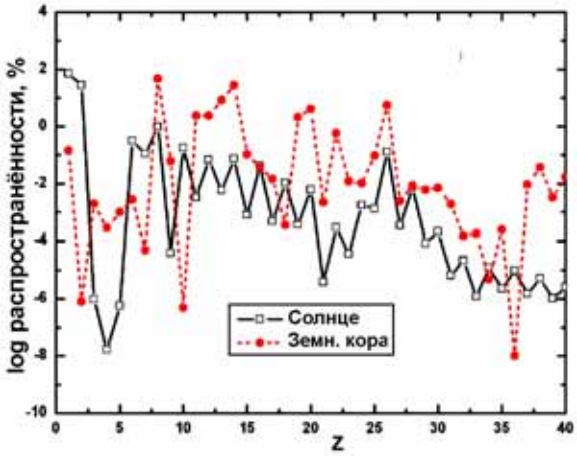


Рис. 2. Распространённость первых 40 элементов (масс.%) в земной коре (квадраты) и в солнечной системе (кружки).

В этой лекции мы рассмотрим процессы, благодаря которым, во Вселенной образовались первые элементы, и реакции, которые переработали эти элементы в те, которые сегодня присутствуют на нашей планете.

1. РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЭЛЕМЕНТОВ И ИЗОТОПОВ

Известно, что одни элементы более распространены, чем другие. Например, кислорода в воде, больше, чем ртути или золота. Но что будет, если мы сравним соседние элементы в Периодической таблице, например, количество свинца (Z=82) и ртути (Z=80) или железа (Z=26) с медью (Z=27)? Ответ будет зависеть от того для какой

системы будем проводить сравнение. Относительная распространённость первых сорока элементов представлена на **Рис. 2** как процент от массы земной коры и как процент от массы нашей солнечной системы. Здесь масштаб логарифмический и данные варьируются в пределах 11 порядков величины. На Земле преобладают кислород, кремний, алюминий, железо, и кальций, составляющие более 90% земной коры. В солнечной системе доминирует водород, с небольшим количеством гелия, а остальные присутствует в следовых количествах.

Различия между распространениями элементов на Солнце и на Земле возникли из-за геофизической и геохимической переработки солнечного материала. Поэтому, в этой лекции мы сосредоточимся на ядерных процессах, обеспечивших распространённость элементов в солнечной системе. Об интересующих нас концентрациях элементов мы можем судить по непосредственным измерениям на Земле и Луне, по метеоритам, а также по косвенным данным, например, по спектроскопии Солнца, и некоторых отдаленных звезд.

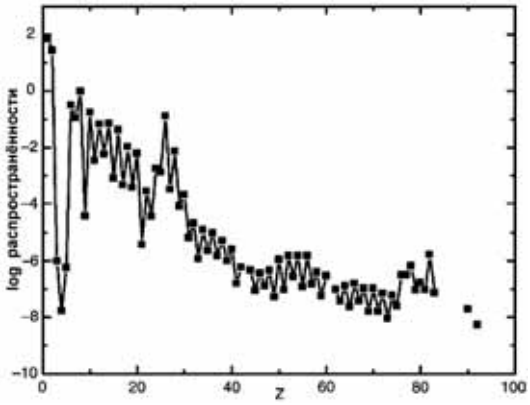


Рис. 3. Распространённость элементов (масс.%) в солнечной системе.

Распространенность всех химических элементов на Солнце представлена на **Рис. 3.** Видно, что 99% массы - это водород и гелий. Распространенность уменьшается с увеличением с атомного номера. Исключением являются очень низкие значения для бериллия (Z=4) и большие для углерода и кислорода (Z=6-8), железа (Z=26) платины (Z=78) и свинца (Z=82). Все нечётные элементы менее распространены, а все чётные элементы с Z>6 более распространёны, чем их соседи в Таблице.

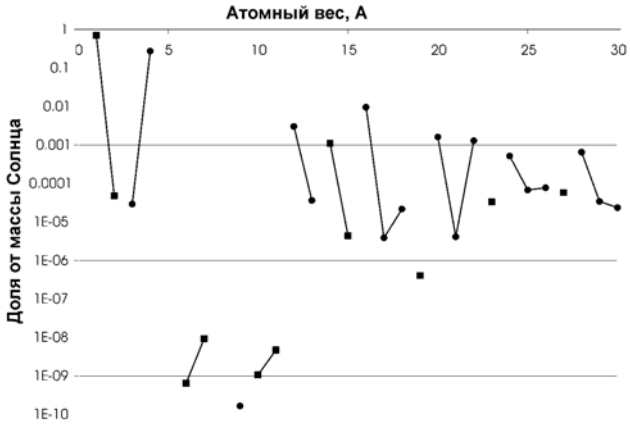


Рис. 4. Массовые доли наиболее распространённых элементов на Солнце. Элементы с нечётными атомными номерами показаны квадратными символами, а с чётными кружками. Изотопы конкретного химического элемента связаны прямыми.

В предыдущих лекциях мы уже объясняли, что ядра элементов с чётным числом протонов намного более устойчивы, чем ядра с нечётным числом протонов, причём существует мало устойчивых нечётно-нечётных ядер. Всё это оказывает влияние на распространенность элементов, поскольку радиоактивный распад кончается устойчивыми элементами. Хотя, естественно, есть и исключения.

Рис. 5. Согласно теории Большого взрыва, Вселенная в момент образования была в чрезвычайно плотном и горячем состоянии, называемом космологической сингулярностью.

С учётом наших знаний о структуре ядра, разумно рассмотреть распределение изотопов, а не распределение элементов. Содержание изотопов самых распространённых элементов показано на **Рис. 4.** Опять низкие значения имеют место для атомных весов между 5 и 10. Эта область масс имеет разрывы (нет устойчивых ядер с A=5 или 8), и остающиеся ядра - все с малыми энергиями связи. Лёгкие ядра, чья масса кратна 4, имеют самое высокое распространение. Низкое содержание бериллия связано с особенностями его производства и горения.

Солнце - типичная звезда и можно считать, что распространение элементов на Солнце отражает распространение элементов во вселенной ("космическая" распространённость). Нужно привлечь нескольких процессов ядерного синтеза, для объяснения деталей наблюдаемых распространённостей. **Рис. 6** демонстрирует связь между распространениями элементов и создавших их процессами нуклеосинтеза.

2. НАЧАЛЬНЫЙ НУКЛЕОСИНТЕЗ

Возраст Вселенной где-то между 10 и 20 миллиардами лет при наиболее вероятном значении $(14\pm1)\times10^9$ лет. Полагают, что Вселенная образовалась в результате катастрофического Большого Взрыва. После Большого Взрыва, Вселенная расширяется с уменьшением температуры и плотности.

Большой взрыв (англ. *Big Bang*) - космологическая теория начала расширения Вселенной, перед которым Вселенная находилась в сингулярном состоянии.

Космологическая сингулярность - состояние Вселенной в начальный момент гипотетического Большого Взрыва, характеризующееся бесконечной плотностью и температурой вещества. Космологическая сингулярность - пример гравитационных сингулярностей, предсказываемых общей теорией относительности (ОТО).

Рис. 6. Относительная атомная распространённость элементов в солнечной системе и основные процессы ядерного синтеза, ответственные за наблюдаемые распространённости элементов. (Распространенность Si, относительно которой рассчитаны данные, равна 10^6 атомов).

Важное доказательство справедливости идеи Большого Взрыва - наличие во Вселенной. реликтового излучения (космического микроволнового фонового), электромагнитного излучения с высокой степенью изотропности и со спектром, характерным для абсолютно чёрного тела с температурой 2,725 К (плотность фотонов ~400 фотон/см^3).

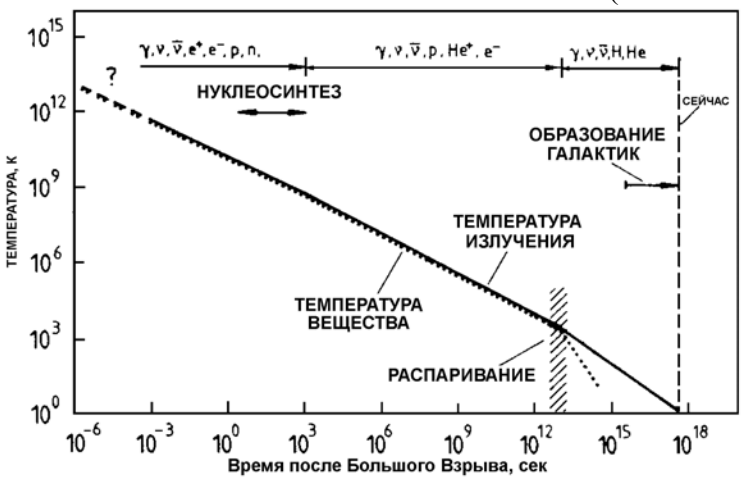


Рис. 7. Последовательность событий во Вселенной после Большого Взрыва.

Некоторые важные события "тепловой" истории Вселенной представлены на **Рис. 7**. Описание развития Вселенной начинается с 10^{-43} секунды после Большого Взрыва. Вселенная в то время имела температуру 10^{32}К ($k_BT\sim10^{19}$ ГэВ) и её объём составлял 10^{-31} от её нынешнего объёма. Вещество находилось в неизвестном для нас состоянии, в виде плазмы кварков и глюонов. Все частицы уже существовали и находились в статистическом равновесии, при котором скорость образования конкретной частицы равна скорости её распада. Затем Вселенная расширилась, охладилось, и некоторые виды частиц выпали из статистического равновесия. На момент 10^{-6} сек ($T\sim10^{13}$К), фотоны от реликтового излучения уже не могли поддерживать производство массивных частиц и адронной материи, сжатой в нуклон-мезонный газ. В этот момент Вселенная состояла из нуклонов, мезонов, нейтрино (и антинейтрино), фотонов, электронов (и позитронов). Отношение барионов к фотонам было $\sim10^{-9}$.

Ко времени 10^{-2} сек ($T\sim10^{11}$К) плотность Вселенной упала до $\sim4\times10^6$ кг/м^3. В этой протон-доминирующей эпохе температура T(К) задаётся соотношением

$$T(K)=\frac{1{,}5x10^{10}}{\sqrt{t}} \qquad (1)$$

где t – возраст в секундах. В это время нейтроны и протоны взаимопревращаются путём слабых взаимодействий

$$\bar{\nu}_e+p\Leftrightarrow e^++n \qquad (2)$$

$$\nu_e+n\Leftrightarrow p+e^- \qquad (3)$$

[Здесь мы пренебрегаем распадом свободного нейтрона на протон, потому что период полураспада (10,6 мин) такого распада слишком велик, чтобы его учитывать]. Отношение нейтронов к протонам, $n:p$, определяется распределением Больцмана

$$n : p = \exp\left(-\frac{\Delta mc^2}{kT}\right) \qquad (4)$$

где Δmc^2 – разница масс n - p (1,29 МэВ). При T=10^{12}К, n/p~1, при T=10^{11}, n/p~1 и т.д. При T=10^{11}К комплексное ядро не может возникнуть, поскольку температура ещё слишком высока, чтобы сформировались дейтроны. Когда температура падает до T=10^{10}К (t~1 сек), прекращается образование пар e^+/e^- т.к. kT<1,02 МэВ и отношение нейтроны/протоны становится ~17/83. Ко времени 225 сек это отношение стало 13/87, температура T~10^9 К, плотность ~2x10^4 кг/м^3, и начали идти первые реакции нуклеосинтеза.

Особый интерес представляют времена 100 – 1000 секунд после Большого Взрыва. В этот временной интервал остается в основном излучение (и нейтрино), находящееся в тепловом равновесии с небольшой примесью e^-, e^+ и нуклонов (протона и нейтрона). Образование электрон - позитронных пар прекращается при температуре T<10^{10} K, так как энергии фотонов становятся ниже порога образования e^+e^- - пар (~1 МэВ). На этом этапе на каждый нейтрон приходится 5 протонов. Но что нейтрон - частица нестабильная. Период полураспада нейтрона составляет ~10 мин. Нейтроны распадаются на протон, электрон и антинейтрино. Однако не этот определяет дальнейшую судьбу нейтронов. В связи с тем, что плотность нейтронов и протонов велика, они начнут активно вступать во взаимодействие, образуя легчайшие ядра d, He, Li. Сначала нейтрон реагирует с протоном с образованием ядер дейтерия. Энергия связи дейтрона всего 2.23 МэВ. Поэтому, легко образуясь, ядра дейтерия также легко распадаются под действием фотонов на протон и нейтрон. Наиболее эффективно ядерные реакции с образованием легких ядер начинают происходить при температурах <10^9 K. В результате ядерных реакций образуются ^{2}H, ^{3}He и ^{4}He.

Первые реакции ядерного синтеза производят дейтерий путём простого радиационного захвата:

$$n + p \rightarrow d + \gamma \qquad (5)$$

Отметим, что дейтрон может быть разрушен путём поглощения высокоэнергетичного фотона в обратном процессе. В это время дейтрон живёт достаточно долго, чтобы произошли реакции

$$p + d \rightarrow {}^3He + \gamma \qquad (6)$$

$$n + d \rightarrow {}^3H + \gamma \qquad (7)$$

^{3}H и ^{3}He более сильно связаны, чем дейтрон, что позволяет идти дальнейшим реакциям с образованием очень сильно связанной α – частицы:

$${}^3H + p \rightarrow {}^4He + \gamma \qquad (8)$$

$${}^3He + n \rightarrow {}^4He + \gamma \qquad (9)$$

$${}^3H + d \rightarrow {}^4He + n \qquad (10)$$

$$d + d \rightarrow {}^4He + \gamma \qquad (11)$$

Дальнейшие реакции с образованием ядра массы A=5 не происходят, поскольку не существует стабильного ядра с A=5 (или A=8). Малое количество ^{7}Li образуются в реакциях:

$${}^4He + {}^3H \rightarrow {}^7Li + \gamma \qquad (12)$$

$${}^3He + {}^3He \rightarrow {}^7Be + \gamma \xrightarrow{e} {}^7Li + \gamma \qquad (13)$$

Но ядро ^{7}Li слабо связано, быстро разрушается, так что синтез больших ядер блокируется. Через 30 мин после Большого Взрыва ядерный синтез прекратился. Температура при этом ~3x10^8К, а плотность ~30 кг/м^3. (Для сравнения: плотность паров воды при 1 атм ~1 кг/м^3, а плотность жидкой воды ~10^3 кг/м^3). Ядерная материя состояла из 76% 76 масс% протонов, 34% масс% α- частиц, со следами дейтерия, ^{3}He и ^{7}Li. Отношение γ:n:p было 109:13:87. Отношение p:^{4}He:d:^{3}He:^{7}Li - чувствительная функция плотности барионов во Вселенной (**Рис. 12.6).**

Пока время синтеза дейтерия существенно меньше времени жизни свободного нейтрона концентрация нейтронов не меняется и составляет 15% от полного числа нуклонов. Так как стабильных ядер с A = 5 и 6 не существует, ядерные реакции завершаются в основном с образованием d и ^{4}He. Выход ^{7}Be, ^{6}Li и ^{7}Li составляет лишь ~ 10^{-9} - 10^{-12} от суммарного выхода изотопов по массе. Практически все нейтроны исчезают, образуя ядра ^{4}He. При плотности вещества 10^{-3} - 10^{-4} г/см^3 вероятность того, что нейтрон и протон не провзаимодействуют за время первичного нуклеосинтеза составляет менее 10^{-4}. Так как в начале на один нейтрон приходилось 5 протонов, соотношение между числом ядер ^{4}He и p должно быть ~ 1/10, что и наблюдается в распространенности элементов в современную эпоху.

Химия началась на 10^6 лет позже, когда температура упала до 2000К и электроны и протоны получили возможность собираться в атомы. Дальнейший ядерный синтез происходит внутри звёзд.

3. ЭВОЛЮЦИЯ ЗВЁЗД

Полагают, что процесс эволюции звёзд состоит из следующих стадий (**Рис. 8**):

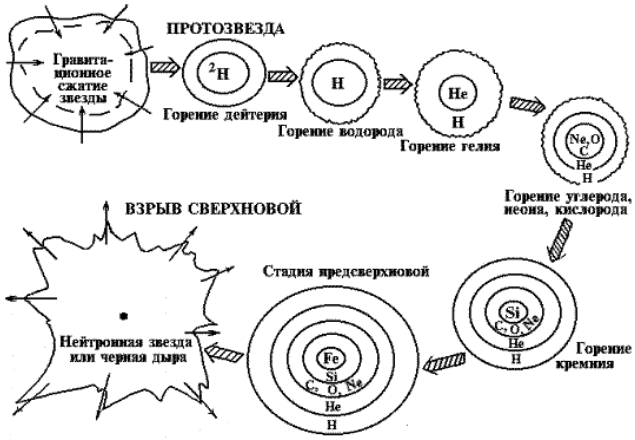


Рис. 8. Основные этапы эволюции массивной звезды

Горение водорода, в результате этого процесса образуются ядра ^{4}He.

Горение гелия. В результате реакции $^4He + {}^4He + {}^4He \rightarrow {}^{12}C + \gamma$ образуются ядра ^{12}C.

α-процесс. В результате последовательного захвата α-частиц образуются ядра ^{16}O, ^{20}Ne, ^{24}Mg, ^{28}Si...

***e*-процесс.** При достижении температуры $5 \cdot 10^9$K в звездах в условиях термодинамического равновесия протекает большое количество разнообразных реакций, в результате чего образуются атомные ядра вплоть до Fe и Ni. Ядра с A~60 - наиболее сильно связанные атомные ядра. Поэтому на них кончается цепочка ядерных реакций синтеза, сопровождающихся выделением энергии.

***s*-процесс.** Ядра тяжелее Fe образуются в реакциях последовательного захвата нейтронов. Последующий β^--распад повышает порядковый номер образующихся атомных ядер. Интервал времени между последовательными захватами нейтронов больше периодов β^--распада.

***r*-процесс**. Если скорость последовательного захвата нейтронов гораздо больше скорости β^--распада атомного ядра, то оно успевает захватить большое число нейтронов и лишь затем, в результате последовательной цепочки β^--распадов, превращается в стабильное ядро. Обычно считается, что r-процессы происходят в результате взрывов Сверхновых звезд.

***P*-процесс.** Некоторые стабильные нейтронодефицитные ядра (так называемые обойденные ядра) образуются в реакциях захвата протона, в реакциях (β^-,*n*) или в реакциях под действием нейтрино.

***X*-процесс.** Легкие ядра Li, Be, B ядра образуются в результате взаимодействия космических лучей с космической пылью. (Легкие ядра образуются также на дозвездной стадии эволюции Вселенной.)

Остановимся на некоторых этапах подробнее.

В звёздах протекают разнообразные ядерные реакции, причём сама возможность протекания какой-либо реакции и её тип зависят от масс звезды (**Табл. 1**).

Табл. 1. Ядерные реакции в звездах различной массы.

Масса, M⊙	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

Масса, M⊙ - масса Солнца.

Как сказано выше, нуклеосинтез проходил две стадии: первичный ядерный синтез осуществлялся в ходе Большого Взрыва с образованием легчайших ядер, а более поздние процессы нуклеосинтеза начались спустя 10^6 лет после большого взрыва и идут до сих пор в звёздах. Нуклеосинтез Большого Взрыва произвёл водород, гелий и следы ^{7}Li, тогда как остальные элементы – результат ядерного синтеза в звёздах. Например, измерение спектральных линий звезды показывают присутствие ^{99}Tc (T=2x10^5 лет), что говорит об идущем там и сейчас нуклеосинтезе.

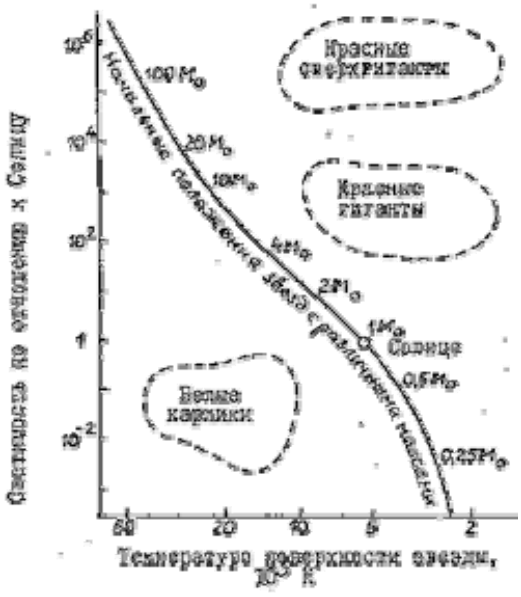


Рис. 9. Диаграмма Hertzsprug-Russell (Гецшпрунга – Рессела, ГП). Кривая – главная последовательность звёзд.

После Большого Взрыва, материал Вселенной был диспергирован. Развились негомогенности, которые под влиянием гравитации сконденсировались в галактики. В пределах этих галактик, облака газообразного водорода и гелия коллапсировали под влиянием гравитации. Сначала, внутреннее тепло этого коллапса

излучалось наружу. По мере того, как газ становится плотнее, увеличивается непрозрачность, и гравитационная энергия, ответственная за коллапс, стала больше сохраняться внутри звезды, чем излучаться в пространство. В конце концов, установилось радиационное равновесие с образованием протозвезды. Протозвезда продолжала сжиматься под влиянием гравитации с непрерывным нагревом внутренности звезды. Когда внутренняя температура достигла $\sim 10^7$К, начались термоядерные реакции между ядрами водорода, поскольку некоторые протоны стали обладать высокими кинетическими энергиями, превышающими кулоновское отталкивание ядер.

Первое поколение звёзд, сформированное этим путём, названо (по историческим причинам) **III поколением звёзд**. Эти звёзды, состоящие из водорода и гелия, были массивными, относительно короткоживущими и теперь потухли. Осколки этих звёзд были диспергированы и вошли в состав более поздних звёзд.

Звезды конденсировались под действием гравитационных сил из гигантских газовых молекулярных облаков. Масса вещества, сосредоточенного в молекулярных облаках, составила значительную часть всей массы галактик. Эти газовые облака первичного вещества состояли преимущественно из ядер водорода. Небольшую примесь составляли ядра гелия, образовавшиеся в результате первичного нуклеосинтеза в дозвездную эпоху.

Когда масса вещества звезды в результате аккреции достигла 0.1 массы Солнца, температура в центре звезды увеличилась до 1 млн К и в жизни протозвезды начался новый этап - реакции термоядерного синтеза. Однако эти термоядерные реакции существенно отличались от реакций, протекающих в звездах, находящихся в стационарном состоянии, типа Солнца. Дело в том, что протекающие на Солнце реакции слияния двух ядер протия требуют более высокой температуры ~10 млн К. Температура же в центре протозвезды составляет всего 1 млн К. При такой температуре эффективно протекает реакция слияния дейтерия:

$$^2H + ^2H \rightarrow ^3He + n + 3.26 \text{ МэВ}. \qquad (14)$$

Дейтерий также как и ^{4}He образуется на дозвездной стадии эволюции Вселенной и его содержание в веществе протозвезды составляет 10^{-5} от содержания протонов. Однако даже этого небольшого количества достаточно для появления в центре протозвезды эффективного источника энергии. Непрозрачность протозвездного вещества приводит к тому, что в звезде начинают возникать конвективные потоки газа. Нагретые пузыри газа устремляются от центра звезды к периферии. А холодное вещество с поверхности спускается к центру звезды и поставляет дополнительное количество дейтерия. На следующем этапе горения дейтерий начинает перемещаться к периферии протозвезды, разогревая её внешнюю оболочку, что приводит к разбуханию протозвезды. Протозвезда с массой, равной массе Солнца, имеет радиус, в пять раз превышающий солнечный.

Сжатие звездного вещества за счет гравитационных сил приводит к повышению температуры в центре звезды, что создает условия для начала ядерной реакции горения водорода. Когда температура в центре звезды повышается до 10-15 млн. К, кинетические энергии сталкивающихся ядер водорода оказываются достаточными для преодоления кулоновского отталкивания и начинаются ядерные реакции горения водорода. Ядерные реакции начинаются в ограниченной центральной части звезды. Начавшиеся термоядерные реакции сразу же останавливают дальнейшее сжатие звезды. Тепло, выделяющееся в процессе термоядерной реакции горения водорода, создает давление, которое противодействует гравитационному сжатию и не позволяет звезде коллапсировать. Происходит качественное изменение механизма выделения энергии в звезде. Если до начала ядерной реакции горения водорода нагревание звезды происходило за счет гравитационного сжатия, то теперь открывается другой механизм - энергия выделяется за счет ядерных реакций синтеза. Звезда приобретает стабильные размеры и светимость, которые для звезды с массой, близкой к солнечной, не меняются в течение миллиардов лет, пока происходит сгорание водорода. Это самая длительная стадия в звездной эволюции. Таким образом, начальный этап термоядерных реакций синтеза состоит в образовании ядер гелия из четырех ядер водорода. По мере того, как в центральной части звезды происходит горение водорода, его запасы там истощаются и происходит накопление гелия. В центре звезды формируется гелиевое ядро. Когда водород в центре звезды выгорел, энергия за счет термоядерной реакции горения водорода не выделяется и в действие вновь вступают силы гравитации. Гелиевое ядро начинает сжиматься. Сжимаясь, ядро звезды начинает нагреваться еще больше, температура в центре звезды продолжает расти. Кинетическая энергия сталкивающихся ядер гелия увеличивается и достигает величины, достаточной для преодоления сил кулоновского отталкивания.

Рис. 10. Эволюция массивной звезды

Следующий этап термоядерной реакции - горение гелия. В результате ядерных реакций горения гелия образуются ядра углерода. Затем начинаются реакции горения углерода, неона, кислорода. По мере горения элементов с большим Z температура и давление в центре звезды увеличиваются со всё возрастающей скоростью, что в свою очередь увеличивает скорость ядерных реакций (**Рис. 10**).

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 6 месяцев, а горение кремния происходит за сутки. Ядерные реакции синтеза более тяжелых элементов продолжаются до тех пор, пока возможно выделение энергии. На завершающем этапе термоядерных реакций в процессе горения кремния образуются ядра в районе железа. Это конечный этап звездного термоядерного синтеза, так как ядра в районе железа имеют максимальную удельную энергию связи. Ядерные реакции, происходящие в звездах в условиях термодинамического равновесия, 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.

Если начальная масса звезды превышает 10M⊗, конечной стадией её эволюции является «взрыв сверхновой». Когда в массивной звезде иссякают ядерные источники энергии, гравитационные силы продолжают сжимать центральную часть звезды. Давления вырожденного электронного газа недостаточно для противодействия силам сжатия. Сжатие приводит к повышению температуры. При этом температура поднимается настолько, что начинается расщепление ядер железа, из которого состоит центральная часть (ядро) звезды, на нейтроны, протоны и α-частицы. При таких высоких температурах (T~5x10^9 K) происходит эффективное превращение пары протон + электрон в пару нейтрон + нейтрино. Так как сечение взаимодействия низкоэнергичных нейтрино (E_ν < 10 МэВ) с веществом мало (σ~10^{-43} см^2), то нейтрино быстро покидают центральную часть звезды, эффективно унося энергию и охлаждая ядро звезды. Распад ядер железа на более слабо связанные фрагменты также интенсивно охлаждает центральную область звезды. Следствием резкого уменьшения температуры в центральной части звезды является окончательная потеря устойчивости в звезде. За несколько секунд ядро звезды коллапсирует в сильно сжатое состояние нейтронную звезду или черную дыру. Происходит взрыв сверхновой с выделением огромной энергии. В результате образования ударной волны внешняя оболочка нагревается до температуры ~ 10^9 K и выбрасывается в окружающее пространство под действием давления излучения и потока нейтрино. Невидимая до этого глазом звезда мгновенно вспыхивает. Энергия, излучаемая сверхновой в видимом диапазоне, сравнима с излучением целой галактики.

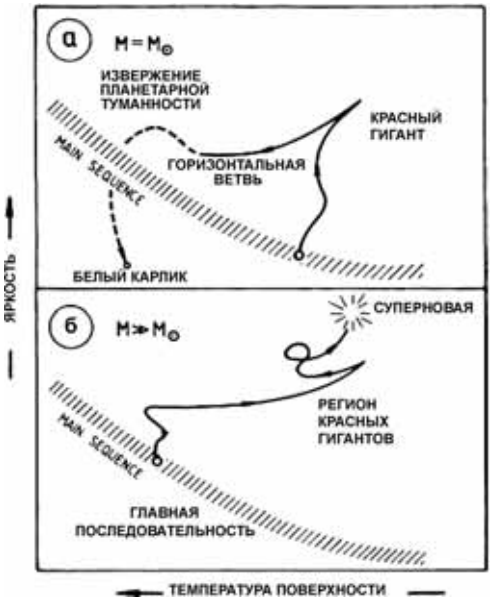
В момент взрыва сверхновой температура резко повышается и во внешних слоях звезды происходят ядерные реакции так называемый взрывной нуклеосинтез. В частности, образующиеся интенсивные потоки нейтронов приводят к появлению элементов в области массовых чисел A > 60. Взрыв сверхновой довольно редкое событие. В нашей Галактике, насчитывающей ~ 10^{11} звезд, за последние 1000 лет было замечено всего 3 вспышки сверхновых. Однако частота вспышек сверхновых и количество вещества, выбрасываемого в межзвездное пространство, вполне достаточны для объяснения интенсивности космических лучей. После взрыва сверхновой уплотнившееся ядро звезды может образовать нейтронную звезду или черную дыру в зависимости от массы вещества, оставшегося в центральной части взорвавшейся сверхновой. Таким образом, внутри звезды происходит переплавка водорода в более тяжелые элементы. Затем образовавшиеся элементы рассеиваются в окружающее пространство в результате взрыва сверхновых звезд или в менее катастрофических процессах, происходящих в красных гигантах. Выброшенное в межзвездное пространство вещество используется снова в процессе образования и эволюции звезд второго и последующих поколений. В процессе эволюции звезд поколения I и II происходит образование всё более тяжелых элементов.

Вторая генерация звёзд, названная **II поколением звёзд**, состояла из водорода, гелия и около 1% тяжёлых элементов, таких как углерод и кислород. Наконец, возникло третье поколение звёзд, названное **I поколением звёзд**. Эти звёзды состоят из водорода, гелия и 2-5% тяжёлых элементов. Наше Солнце – типичный представитель I поколения звёзд. Его масса 2,0x10^{30} кг, радиус 7,0x10^6 м (средняя плотность 1,41x10^3 кг/м^3), температура поверхности ~6000К, яркость 3,86x10^{26} Ватт. Возраст 4,5x10^9 лет.

Существует хорошая корреляция между яркостью звезды и температурой её поверхности (**Рис. 9 –** ГР - диаграмма). Большинство звёзд, типа Солнца, попадают в узкую щель на этой диаграмме, названной главной последовательностью. Звёзды в этой главной последовательности имеют яркость $L \sim T_{поверх}^{5,5}$ или в терминах их масс, $L \sim M^{3,5}$. Как долго звезда будет принадлежать главной последовательности, зависит от её массы, которая, в свою очередь, связана со скоростями реакции внутри звезды.

Главная последовательность (ГП) - наиболее населенная область на диаграмме Гецшпрунга - Рессела (ГР). Основная масса звезд на диаграмме ГР расположена вдоль диагонали на полосе, идущей от правого нижнего угла диаграммы в левый верхний угол. Эта полоса называется **главной последовательностью.** Нижний правый угол занят холодными звездами с малой светимостью и малой массой, начиная со звезд порядка 0.08 солнечной массы, а верхний левый угол занимают горячие звезды, имеющие массу порядка 60-100 солнечных масс и большую светимость. Фаза эволюции, соответствующая главной последовательности, связана с выделением энергии в процессе превращения водорода в гелий, и так как все звезды ГП имеют один источник энергии, то положение звезды на диаграмме ГР определяется её массой и в малой степени химическим составом. Основное время жизни звезда проводит на ГП и поэтому НП - наиболее населенная группа на диаграмме ГР (до 90% всех звезд лежат на ней).

В верхнее-правой части ГР диаграммы находится группа звёзд (красные гиганты или супергиганты) больших радиусов, которые относительно холодные (3000-4000К). Звёзды главной последовательности смещаются в эту область, когда ядерная энергия, освобождаемая в ядерных реакциях, происходящих в звёздах, становится недостаточной для поддержания яркости, характерной для главной последовательности. Ожидают, что Солнце будет ~7×10^9 лет относиться к главной последовательности прежде чем станет красным гигантом. В более близкое время 1,1-1,5$\times 10^9$ лет Солнце медленно увеличит свою светимость на ~10%, вероятно приведя к прекращению жизни на Земле.



В нижнее-левой части ГР диаграммы, расположена группа ярких звёзд малой плотности (T>10^4К), названных белыми карликами. Белые карлики – продукт эволюции красных гигантов с массами 0,1 – 1,4 от массы Солнца. Красные гиганты – гелий сжигающие звёзды, и когда гелий сгорает, звезда становится нестабильной, выбрасывает своё покрытие, создаёт планетарную туманность и перемещается на ГР диаграмме через главную последовательность к белым карликам (**Рис. 10**).

Рис. 11. Схема эволюции (а) звезды с массой примерно равной солнечной, и (б) более массивной звезды.

Массивные красные гиганты (M>8 солнечных масс) подвергаются более эффективному смертельному циклу, со сжатием, с увеличением температуры, приводящим к сжиганию гелия, углерод-кислород сжиганию, сжиганию кремния, и вероятно производству элементов вблизи железа. Свою жизнь они оканчивают взрывом (**Рис. 11**).

Взрывной конец этих звёзд может приводить к образованию новых и суперновых, т.е. звёзд, с резко увеличенной яркостью. В этом процессе, внешняя часть звезды, содержащая только ~10^{-3} её массы, выбрасывается с выделением ~10^{45} эрг. Суперновая – результат эффективного взрыва, в котором яркость звезды увеличивается в 10^6-10^9 раз, выделяя за секунды ~10^{45} эрг. Мы наблюдаем появление 10 новых звёзд в год и только 2-3 суперновых за столетие. Суперновые классифицируются как тип I (низкое содержание водорода, высокое «тяжёлых» элементов от кислорода до железа) и тип II (преимущественно водород, с малым количеством тяжёлых элементов). Некоторые суперновые приводят к образованию **нейтронных звёзд -** гигантских ядер, состоящих из чисто нейтронной материи.

При взрыве сверхновой с массой M~25MC (MC - масса Солнца) остаётся плотное нейтронное ядро (нейтронная звезда) с массой ~1.6MC. В звездах с остаточной массой M>1.4MC, не достигших стадии сверхновой, давление вырожденного электронного газа также не в состоянии стабилизировать гравитационное давление и звезда сжимается до состояния, пока не будет достигнута плотность ядерной материи. Механизм этого гравитационного коллапса тот же, что и при взрыве сверхновой. Дальнейшему гравитационному сжатию препятствует наличие отталкивательной сердцевины нуклон-нуклонного взаимодействия (гравитационное давление уравновешивается давлением нейтронного газа). Плотность вещества нейтронной звезды достигает 10^{14}-10^{15} г/см^3. Её характерный размер 10-15 км.

Если при взрыве сверхновой сохраняется остаток массы M>3МС, такой объект не может существовать в виде устойчивой нейтронной звезды. Ядерные силы отталкивания на малых расстояниях не в состоянии противостоять дальнейшему гравитационному сжатию звезды. Возникает необычный объект, достигающий размеров сферы Шварцшильда - чёрная дыра. Основное свойство звезды, поверхность которой достигает сферы Шварцшильда состоит в том, что никакие сигналы, испускаемые в пределах этой сферы, не могут выйти наружу и достигнуть внешнего наблюдателя. Шварцшильдовский радиус звезды с массой Солнца равен 3 км.

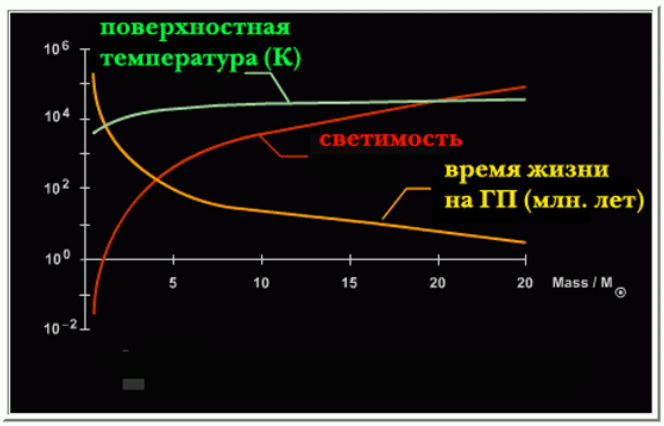


Рис. 12. Поверхностная температура, светимость и время жизни для звезд главной последовательности

Звезды проводят большую часть своей жизни на главной последовательности. В общем, более массивные звезды живут меньше, чем менее массивные. Казалось бы, что звезды, имеющие большее количество водорода для горения должны были бы расходовать его дольше, но это не так, потому что они используют свои ресурсы быстрее. Например, если расчётное время жизни Солнца на главной последовательности составляет 10^{10} лет, то звезда в 10 раз массивней Солнца будет жить в 1000 раз меньше, т.е. 10^7 лет. По мере увеличения массы наиболее массивных звёзд время жизни перестает увеличиваться и стремится к величине ~3.5 млн. лет, что очень мало по космическим масштабам.

4. СКОРОСТЬ ТЕРМОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Прежде, чем обсуждать ядерные реакции, вовлечённые в звёздный нуклеосинтез, необходимо обсудить скорости реакций, реализующихся в «термальном супе». Скорость реакции определяет её важность. Под термином термомолекулярная реакция понимают ядерную реакцию, в которой энергия соударения ядер - это термическая энергия частиц в горячем газе. Оба реагирующих ядра движутся навстречу друг другу, и следует учесть их относительные скорости (энергия центра масс). Для ядерных реакций в лабораторных условиях скорость реакции:

$$R=N\sigma\phi, \qquad (15)$$

где скорость реакции R имеет размерность продукт/сек, σ - поперечное сечение реакции (см^2), ϕ - начальный поток частиц (част/сек) и N – число атомов мишени атом/см^2. Для астрофизических реакций скорость реакции

$$R = N_x N_y \int_0^\infty \sigma(v) v dv = N_x N_y \langle \sigma v \rangle \qquad (16)$$

где v – относительная скорость ядер x и y, каждый из которых присутствует в концентрации N_i (частиц/см^3), величина $\langle \sigma v \rangle$ - усреднённая по температуре скорость реакции пары частиц. Чтобы быть уверенными, что двойного счёта соударений идентичных частиц не происходит, выше приведённое уравнение следует преобразовать к виду:

$$R = \frac{N_x N_y \langle \sigma v \rangle}{1+\delta_{xy}} \qquad (17)$$

где δ_{xy} – дельта символ Кронекера (равен 0, если $x \neq y$, и 1, если $x=y$). Заметим, что среднее время жизни ядра тогда $\frac{1}{N_x \langle \sigma v \rangle}$.

В горячем газе скорость каждого компонента задаётся распределением Максвелла-Больцмана:

$$P(v) = \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT}\right) \qquad (18)$$

где m – масса частицы, k – константа Больцмана, и T – температура газа. Интегрирование по всем скоростям для реагирующих частиц x и y даёт

$$\langle \sigma v \rangle = \left(\frac{8}{\pi\mu}\right)^{1/2} \frac{1}{(kT)^{3/2}} \int_0^\infty \sigma(E) E \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) dE \qquad (19)$$

где $\mu = \frac{m_x m_y}{m_x + m_y}$. Скорости R звёздных ядерных реакций прямо пропорциональны зависящему от температуры параметру $\langle \sigma v \rangle$.

Для медленных реакций без резонансов $\sigma_n(E) \sim 1/v_n$, так что $\langle \sigma v \rangle$ постоянен. Для реакций на заряженных частицах, нужно преодолеть кулоновские силы отталкивания между положительно заряженными ядрами. Для простейшей реакции p+p кулоновский барьер равен 550 кэВ. Но, в типичных звёздах типа Солнца, kT=1,3 кэВ, поэтому ядерные реакции здесь протекающие являются подбарьерными, и реализуемые реакции – результат проникновения сквозь барьер. (Для протон-протон энергии центра масс равной 1 кэВ, вероятность проникновения через барьер ~2×10^{-10}). При этих экстремальных суббарьерных энергиях, фактор барьерного проникновения можно аппроксимировать как:

$$P = \exp\left(-\frac{2\pi Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v}\right) = \exp\left[-31{,}29 Z_1 Z_2 \left(\frac{\mu}{E}\right)^{1/2}\right] \qquad (20)$$

где E в кэВ и μ- в атомных единицах. Туннельная вероятность называется фактором Гамова.

Рис. 13. Скорость солнечной нерезонансной ядерной реакции как функция температуры.

Поперечное сечение также пропорционально $\pi\lambda\!\!\!^{-2} \propto \frac{1}{E}$. Сечение нерезонансных реакций, индуцированных заряженными частицами, можно выразить как

$$\sigma(E) = \frac{1}{E} \exp\left[-31{,}29 Z_1 Z_2 \left(\frac{\mu}{E}\right)^{1/2}\right] S(E) \qquad (21)$$

где функция $S(E)$ – так называемый астрофизический S фактор, собравший все константы и параметры, описывающие ядро. Подставив это выражение в уравнение для $\langle \sigma v \rangle$, получим:

$$\langle \sigma v \rangle = \left(\frac{8}{\pi\mu}\right)^{1/2} \frac{1}{(kT)^{3/2}} \int_0^\infty S(E) \exp\left(-\frac{E}{kT} - \frac{b}{E^{1/2}}\right) dE \qquad (22)$$

где $b = 0{,}989 Z_1 Z_2 \mu^{1/2}$ (МэВ)$^{1/2}$. Это уравнение - сочетание распределения Максвелла-Больцмана, которое даёт пик при низких энергиях, и фактора Гамова, который увеличивается с увеличение энергии. Произведение этих двух членов имеет пик в области перекрытия этих двух функций, названный пиком Гамова (**Рис. 13**). Этот пик возникает при энергии $E_0 = \left(\frac{bkT}{2}\right)^{2/3}$.

Для реакций, включающих изолированные одиночные резонансы или широкие резонансы, можно вывести дополнительные формулы для $\sigma(E)[R+R]$, которые в форме Брейта-Вигнера:

$$\sigma(E) = \pi\lambda\!\!\!^{-} \left[\frac{J_r + 1}{(2J_x + 1)(2J_y + 1)} \frac{\Gamma_{in}\Gamma_{out}}{(E - E_r)^2 + \frac{\Gamma_{tot}}{4}}\right] \qquad (23)$$

где J_x, J_y, J_r – спины взаимодействия частиц и резонансов, а Γ_{in}, Γ_{out}, Γ_{tot} – парциальные ширины каналов входа и выхода и общая ширина, соответственно.

5. ЗВЁЗДНЫЙ НУКЛЕОСИНТЕЗ

5.1 Ядерные реакции в звёздном нуклеосинтезе

После ядерного синтеза в Большом Взрыве, возникла Вселенная, состоящая на ~75% водорода и ~25% гелия со следами ^{7}Li. Звёздный нуклеосинтез продолжался синтезом химических элементов. Начиная с 10^6 лет после Большого Взрыва, последовавший гравитационный коллапс и увеличение температуры вызывали

многочисленные реакции синтеза, сопровождающихся выделением энергии, которые остановили коллапс. Стартуя с водорода и гелия, реакции синтеза производят ядра вплоть до максимума на кривой энергии связи ядер при A~60. Предельная температура этих реакций ~5×10^9 К, где kT~0,4 МэВ. Список реакций представлен в **Табл. 2.**

Табл. 2. Ядерные реакции, включённые в звёздный нуклеосинтез

Топливо	T	kT, МэВ	Продукты
^{1}H	5×10^7	0,002	^{4}He
^{4}He	2×10^8	0,02	^{12}C, ^{16}O, ^{20}Ne
^{12}C	8×10^8	0,07	^{16}O, ^{20}Ne, ^{24}Mg
^{16}O	2×10^9	0.2	^{20}Ne, ^{28}Si, ^{32}S
^{20}Ne	$1,5\times10^9$	0,13	^{16}O, ^{24}Mg
^{28}Si	$3,5\times10^9$	0,3	A<60

Продукты этих реакций распределяются в галактике путём медленной эмиссии из красных гигантов и путём катастрофических взрывов новых и суперновых звёзд. Этот диспергированный материал конденсируется в поколении II, а позднее - в поколении I звёзд, где дополнительные ядерные реакции создают ядра с нечётным A и являются источниками свободных нейтронов. Эти нейтроны обеспечивают протекание медленных реакций захвата нейтронов (s-процесс), приводящих к синтезу ядер с A>60. Высокотепературные фотоядерные реакции и реакции захвата быстрых нейтронов в суперновых заключают реакции нуклеосинтеза.

***S*-процесс** или медленный процесс захвата нейтронов - процесс образования более тяжёлых ядер из более лёгких путём последовательного захвата нейтронов. Характерное время протекания s-процессов много больше периода β-распада, поэтому в них включаются либо стабильные ядра, либо β^- -радиоактивные ядра, имеющие большие периоды полураспада. Исходным элементом в s-процессе служит изотоп железа ^{56}Fe.

5.2 Горение водорода

При температурах менее 10^7К начинаются реакции **горения водорода**. Возможны две различные последовательности реакций преобразования 4-х ядер водорода в ядро ^{4}He, которые могут обеспечить достаточное выделение энергии для поддержания светимости звезды:

- протон - протонная цепочка (pp - цепочка), в которой водород превращается непосредственно в гелий;
- углеродно - азотно - кислородный цикл (CNO - цикл), в котором в качестве катализатора участвуют ядра C, N и O.

Какая из этих двух реакций играет более существенную роль, зависит от температуры звезды. В звездах, имеющих массу, сравнимую с массой Солнца, и меньше, доминирует протон - протонная цепочка. В более массивных звездах, имеющих более высокую температуру, основным источником энергии является CNO - цикл. При этом необходимо, чтобы в составе звездного вещества присутствовали ядра C, N и O. Температура внутренних слоев Солнца составляет 1.5 10^7 K и доминирующую роль в выделении энергии играет протон - протонная цепочка.

Сначала рассмотрим **протон-протоновую цепочку**.

Первая стадия звёздного нуклеосинтеза, который до сих пор происходит в звёздах, таких, как наше Солнце, - сгорание водорода. При сгорании водорода, протоны конвертируются в ядра ^{4}He. Так как здесь не присутствуют свободные нейтроны, реакции отличаются от характерных для нуклеосинтеза в Большом Взрыве.

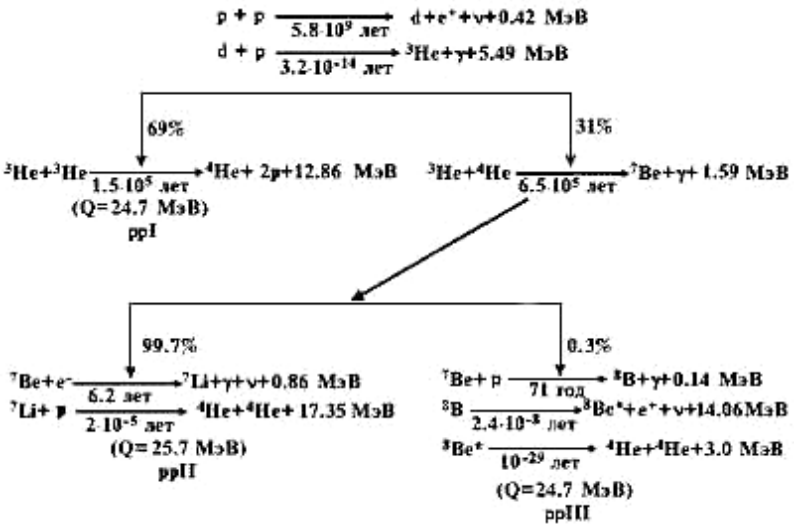


Рис. 14. Протон - протонная цепочка ядерных реакций на Солнце.

Протон - протонная цепочка представлена на **Рис. 14**. Под каждой стрелкой приведено либо время t протекания данной реакции в условиях Солнца, либо период полураспада $T_{1/2}$ ядра. Для каждой реакции приведено энерговыделение (энергия реакции Q).

Первая реакция - взаимодействие двух ядер

водорода с образованием дейтрона, позитрона и нейтрино. Эта реакция является скоростьопределяющей всей *pp*-цепочки ($t = 5.8 \cdot 10^9$ лет).

$$p + p \rightarrow d + e^+ + \nu_e + 0{,}42 \quad МэВ \qquad (24)$$

где выделяющаяся энергия распределяется между двумя лептонами.

Температура на Солнце T~15x10^6 К (kT~1 кэВ). Протон-протон (*pp*) реакция – процесс слабого взаимодействия и при указанных энергиях протонов имеет очень малое сечение, ~10^{-47} см^2. Результирующая скорость реакции равна 5x10^{-18} реакц/вторич/протон. Существует маловероятный (0,4%) вариант реакции, названный *pep*- реакцией, который тоже приводит к синтезу дейтрона:

$$p + e^- + p \rightarrow d + \nu_e + 1{,}42\ МэВ \qquad (25)$$

Эта редкая реакций – источник энергетического нейтрино из Солнца.

На втором этапе в результате взаимодействия образовавшегося дейтрона с водородом происходит образование изотопа ^{3}He с испусканием γ- кванта.

$$d + p \rightarrow {}^3He + \gamma + 5{,}49\ МэВ \qquad (26)$$

Скорость этого сильного взаимодействия в ~10^{16} раз больше слабой *p*+*p* реакции.

Далее может реализоваться одна из двух возможностей. С вероятностью 69% происходит реакция:

$$^3He + {}^3He \rightarrow {}^4He + 2p + 5{,}49\ МэВ \qquad (27)$$

Эта реакция, при комбинировании с двумя предыдущими (*p*+*p* и *d*+*p*) соответствует общей реакции

$$4p \rightarrow {}^4He + 2e^+ + 2\nu_e + 26{,}7\ МэВ \qquad (28)$$

С вероятностью 31% идёт реакция с участием дозвездного ^{4}He

$$^3He + {}^4He \rightarrow {}^7Be + \nu_e. \qquad (29)$$

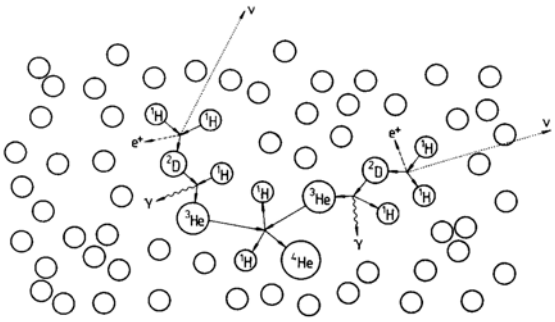


Рис. 15. Схема *pp*I цепочки.

^{7}Be распадается по типу электронного захвата:

$$e^- + {}^7Be \rightarrow {}^7Li + \nu_e + 0{,}86\ МэВ \qquad (30)$$

Замечание. Процесс электронного захвата идёт не путём захвата орбитального электрона у ^{7}Be, т.к. он полностью ионизирован в звезде, а захватывает электрон из свободного континуума. Как следствие, период полураспада 120 дней, а не 77 дней, как у земного нуклида.

^{7}Be в 99.7% случаев вступает в реакцию с электроном (*pp*II - цепочка) и в 0.3% случаев - с протоном (ppIII - цепочка).

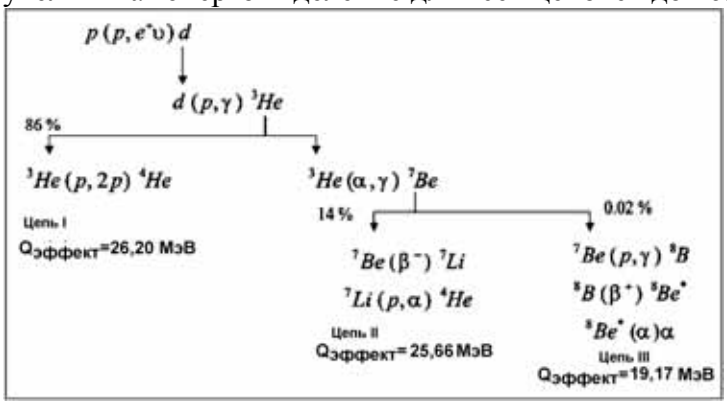
$$^7Be + p \rightarrow {}^8B + \gamma \qquad (31)$$

$$^8B \rightarrow {}^8Be^* + e^+ + \nu_e, \qquad (32)$$

Эта реакция даёт поток высокоэнергичных нейтрино, доступный для регистрации.

$$^8Be \rightarrow 2{}^4He \qquad (33)$$

Полная энергия, выделяющаяся в результате синтеза изотопа ^{4}He из 4 протонов, составляет 24.7 МэВ - для цепочек *pp*I, *pp*III и 25.7 МэВ для цепочки *pp*II. Образующиеся при синтезе позитроны аннигилируют, увеличивая энерговыделение для всех цепочек до 26.7 МэВ.



Последовательность реакций, названная ppI цепочкой, ответственна за 91% солнечной энергии. Схема реакции представлена на **Рис. 14.**

Рис. 16. Три цепочки ядерных реакций, приводящие к сжиганию водорода и конверсии протонов в ^{4}He. Скорость лимитирующей стадией во всех реакциях является первая реакция создания дейтерия.

Возникший по реакции (30) ^{7}Li подвергается захвату протона:

$$p + {}^7Li \rightarrow 2{}^4He \qquad (34)$$

Эта последовательность реакций (*p*+*p*, *d*+*p*, ^{3}He+^{4}He, ^{7}Be ЭЗ,^{7}Li(*p*,α)) соответствует *pp*II процессу, который ответственен за 7% солнечной энергии.

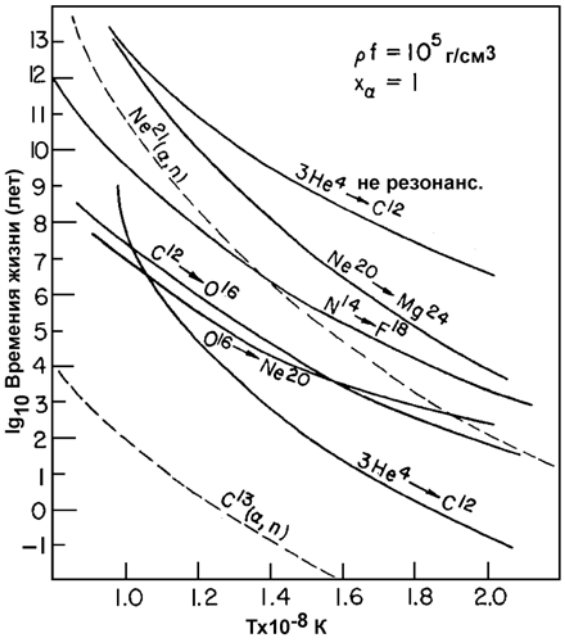
В каждом *pp*-процессе, некоторая энергия уносится путём испускания нейтронов. В *pp*I процессе, потеря 2%, в *pp*II-процессе 4% и 28,3% в *pp*III-процессе. Эти *pp*-цепочки показаны вместе на **Рис. 16**.

5.3 Горение гелия

В конце концов, водородное топливо в звезде исчерпывается и начинается гравитационный коллапс. Он приводит к увеличению температуры до ~1-2x10^8К (с плотностью ~10^8 кг/м^3). В Красном Гиганте начинается сжигание гелия.

Первая реакция:

$$^4He+^4He\rightarrow^8Be-0{,}0191\ МэВ \qquad (35)$$



но ^{8}Be нестабилен (T=6.7x10^{-27} сек) и поэтому этот процесс сдерживается коротким временем жизни и низкой переходной популяцией ядер Be. Вместо этого идёт так называемый 3α-процесс:

$$3^4He\rightarrow^{12}C+7{,}37\ МэВ \qquad (36)$$

Трёхтельная реакция является редкой, она идёт через резонанс в ^{12}C.

Рис. 17. Средние времена жизни различных реакций нуклеосинтеза с участием α-частиц, как функция температуры. Среднее время жизни обратнопропорционально скорости реакции.

После накопления значительного количества ^{12}C, идут реакции α – захвата:

$$^4He+^{12}C\rightarrow^{16}O+\gamma+7{,}6\ МэВ \qquad (37)$$

$$^4He+^{18}O\rightarrow^{20}Ne+\gamma+4{,}73\ МэВ \qquad (38)$$

Сжигание неона происходит по таким реакциям, как:

$$^{20}Ne+\gamma\rightarrow^4He+^{16}O \qquad (39)$$

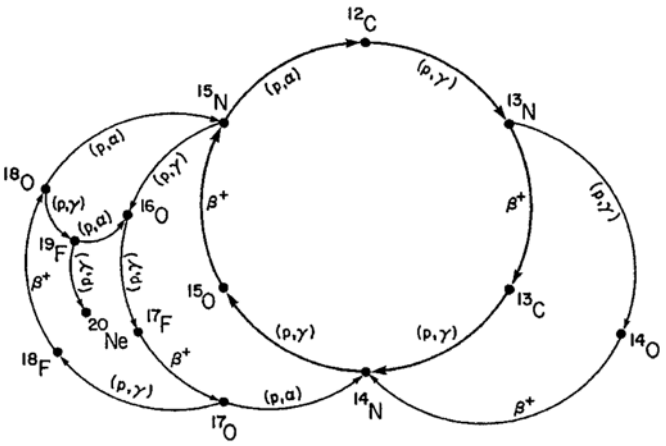
$$^4He+^{20}Ne\rightarrow^{24}Mg+\gamma \qquad (40)$$

Относительные скорости этих и связанных с ними процессов представлены на **Рис. 17**.

5.4 Синтез ядер с A<60

В конце концов гелий в звезде исчерпывается, развивается гравитационный коллапс и температура увеличивается до 6x10^8-2x10^9 К (kT~100-200 кэВ). В этом состоянии возможны реакции синтеза типа «α-кластеров».

В популяциях звёзд II и I присутствуют такие элементы как углерод, азот и кислород (CNO), приводя к другому набору ядерных реакций, общий эффект которых заключается в конверсии 4p→^{4}He+2e+2ν_e. «Тяжёлые» ядра действуют как катализаторы этих реакций.



Группа реакций обозначается как **CNO-цикл** и осуществляется при высоких температурах, где кулоновский барьер для этих реакций легче преодолеть. На нашем Солнце 98% энергии приходится от pp цепочки и только 2% от CNO-цикла. Существует несколько боковых цепей этого цикла (**Рис. 18)**.

Рис. 18. CNO-цикл с боковыми цепями.

Особенность CNO-цикла состоит в том, что он, начинаясь с ядра углерода, сводится к последовательному добавлению 4 - х протонов с образованием в конце CNO - цикла ядра ^{4}He. Последовательность реакций имеет вид:

$$^{12}C + p \rightarrow ^{13}N + \gamma+1.94\ МэВ \qquad (41)$$

$$^{13}N \rightarrow ^{13}C + e^+ + \nu + Q = 1.20\ МэВ\ (T_{1/2}=10\ мин) \qquad (42)$$

$$^{13}C + p \rightarrow ^{14}N + \gamma+7.55\ МэВ \qquad (43)$$

$$^{14}N + p \rightarrow ^{15}O + \gamma+7.30\ МэВ \qquad (44)$$

$$^{15}O \rightarrow ^{15}N + e^+ + \nu+1.73\ МэВ\ (T_{1/2}=124\ с) \qquad (45)$$

$^{15}N + p \rightarrow {}^{12}C + {}^{4}He + 4.97$ МэВ (46)

Горение углерода начинается при температуре около $8x10^8$ K и плотности ~ 10^5 г/см^3. Основные реакции горения углерода следующие:

$$^{12}C + {}^{12}C \rightarrow \begin{array}{l} {}^{20}Ne + \alpha \ (Q = 4.62 \text{ МэВ}) \\ {}^{23}Na + p \ (Q = 2.24 \text{ МэВ}) \\ {}^{24}Mg + \gamma \ (Q = 13.93 \text{ МэВ}) \\ {}^{23}Mg + n \ (Q = -2.60 \text{ МэВ}) \\ {}^{23}Na + e^+ + n_e \ (Q = 8.51 \text{ МэВ}). \end{array}$$

$(T_{1/2} = 12.1$ с)

Следующая стадия - **горение кислорода** - начинается при температуре $T=2*10^9$ K. Основные реакции:

$$^{16}O + {}^{16}O \rightarrow \begin{array}{l} {}^{32}S + \gamma (Q = 16.54 \text{ МэВ}) \\ {}^{31}P + p \ (Q = 7.68 \text{ МэВ}) \\ {}^{31}S + n \ (Q = 1.50 \text{ МэВ}) \\ {}^{28}Si + \alpha (Q = 9.59 \text{ МэВ}). \end{array}$$

Характерные особенности реакций горения углерода и кислорода следующие:

1. Большое число различных каналов реакции.
2. Протоны, нейтроны, γ-кванты, образующиеся в конечном состоянии, быстро вступают в новые реакции, что значительно расширяет число возможных реакций и изотопов.
3. Основным продуктом горения углерода и кислорода является ядро ^{28}Si. В этом случае удельная энергия связи имеет максимум.
4. Резкое увеличение нейтринной светимости звезды при переходе от реакций горения углерода к реакциям горения кислорода. При изменении температуры в центре звезды от $0.5 \cdot 10^9$ K до $2.5 \cdot 10^9$ K нейтринная светимость для массивной звезды возрастает на шесть порядков.

Ветвь реакций сжигания кислорода производит ^{28}Si и ^{32}S. Дальнейшее возрастание температуры до $5x10^9$K приводит к серии реакций сжигания кремния, включая равновесие между фоторазложением и процессом радиационного захвата типа:

$$^{28}Si + \gamma \rightarrow {}^{24}Mg + {}^{4}He \quad (47)$$

$$^{4}He + {}^{28}Si \rightarrow {}^{32}S + \gamma \quad (48)$$

Характерные условия горения кремния - температура (3 - 5)$\cdot 10^9$ K, плотность 10^5 - 10^6 г/см^3. С началом горения кремния происходит изменение процесса горения. Кулоновский барьер слишком велик для эффективного образования ядер ^{56}Ni непосредственно в реакции:

$$^{28}Si + {}^{28}Si \rightarrow {}^{56}Ni + \gamma \ (Q = 10.92 \text{ МэВ}). \quad (49)$$

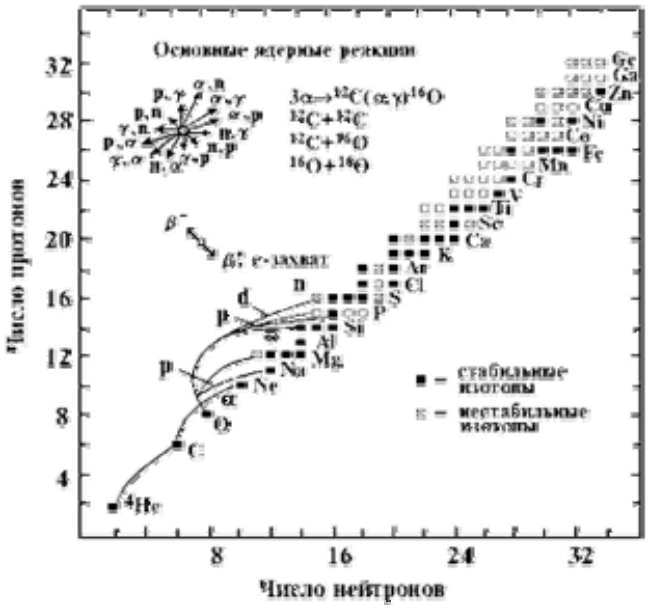


Рис. 19. Ядерные реакции, приводящие к синтезу элементов от гелия до германия.

На этой стадии звездной эволюции массивных звезд существенную роль начинают играть многочисленные реакции с участием нейтронов, протонов, α-частиц и γ-квантов. Эти реакции приводят к образованию элементов в районе железного максимума на основе исходных ядер ^{28}Si. На **Рис. 19** приведена совокупность ядерных реакций, приводящих к синтезу элементов от гелия до германия. На стадии горения кремния звезда достигает максимального размера, т.к. при истощении в центре звезды последовательно запасов водорода, гелия, кислорода, кремния, ядро звезды сжимается, плотность в центре звезды последовательно увеличивается, а термоядерные реакции синтеза перемещаются на периферию звезды, приводя к расширению её оболочки. Если на начальной стадии звезды она имела однородный состав и в основном состояла из водорода и гелия, то теперь она имеет слоистый состав. В центре звезды содержатся тяжелые элементы группы железа, никеля, а на периферии расположены более лёгкие элементы. Внешняя оболочка состоит из водорода.

Табл. 3. Временные шкалы реакций нуклеосинтеза в звезде с одной солнечной массой.

Реакция	Время
H горение	$6x10^9$ лет
He горение	$5x10^5$ лет
C горение	200 лет
Ne горение	1 год
O горение	Несколько месяцев
Si горение	Дни

Ядра с A~60 синтезируются в равновесных процессах, в которых конечные выходы различных ядер непосредственно связаны с их ядерной стабильностью – более стабильные ядра имеют больший выход. Так, наблюдается больший выход чётно-чётных ядер, по сравнению с ядрами с нечётным A, причём чётные по N изотопы более распространены, чем изотопы элемента с нечётным A.

Относительные временные шкалы различных реакций для ядер с A<60 представлены в **Табл. 3**. Заметим, что временная шкала обратнопропорциональна скорости реакций.

5.5 Синтез ядер с A>60

Коротко остановимся теперь на ядерных реакциях, приводящих к образованию элементов тяжелее железа. Распространенность элементов, расположенных в области за железом, относительно слабо зависит от массового числа A. Это свидетельствует об изменении механизма образования этих элементов. Образование этих элементов в результате взаимодействия заряженных частиц сильно подавлено из-за кулоновского барьера. Фактор, который также необходимо принять во внимание, состоит в том, что большинство тяжелых элементов являются β^--радиоактивными.

По современным представлениям тяжелые элементы образуются в реакциях захвата нейтронов. Обычно различают быстрый (r) и медленный (s) процессы захвата нейтронов (от английских слов *rapid* и *slow*). Эти два механизма различаются отношением скорости захвата нейтронов (реакция (n,γ)) к скорости β^--распада. При условии $\tau(\beta)/\tau(n,\gamma)<<1$ в цепочку процессов образования тяжелых элементов будут вовлечены только стабильные и β^--радиоактивные ядра с большими периодами полураспада - образование элементов происходит вдоль долины β^--стабильности. Нейтроны добавляются к ядрам последовательно. При этом могут образоваться только сравнительно устойчивые ядра. Ядра с малыми периодами полураспада исчезают раньше, чем они успевают захватить следующий нейтрон. Поэтому образование тяжёлых элементов заканчивается свинцом и висмутом.

5.5.1 *s*-Процесс

Кривая зависимости энергии связи на нуклон от атомного веса имеет максимум при A~60 и уменьшается, по мере дальнейшего увеличения массы ядра. Поэтому реакции синтеза с использованием заряженных частиц не являются энергетически предпочтительными для производства этих ядер. Однако, возможной ядерной реакцией является захват нейтрона, например, n,γ. Эти реакции не имеют кулоновских барьеров и скорости определяется распределением скоростей Максвелла-Больцмана в горячем газе и доступностью свободных нейтронов. Если $\sigma(n,\gamma)\sim 1/v$, тогда скорость реакции $N_n\langle\sigma v\rangle$ управляется в основном N_n, т.е. плотностью нейтронов. Как сказано выше, существуют два типа процессов нейтронного захвата в нуклеосинтезе. Первый из них – медленный процесс захвата нейтронов, ***s*-процесс**, при котором временная шкала процесса нейтронного захвата $\tau_{реакц}>>\tau_\beta$, где τ_β время жизни β^--распада. В этом процессе каждый захват нейтрона происходит в конкуренции с β^--распадом.

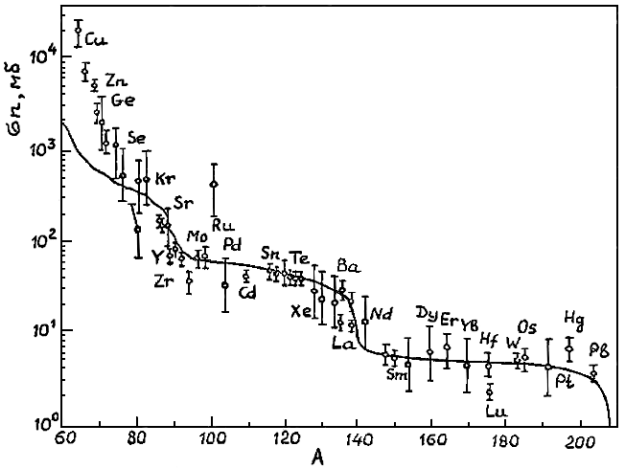


Рис. 20. Сечения образования нуклидов с разными атомными весами в s-процессе (распространённость кремния принята равной 10^6 мБарн).

Для того, чтобы в звездах протекал s-процесс необходимы определенные условия.

Температура вещества T должна быть больше 10^8 K для того, чтобы могли происходить ядерные реакции с образованием нейтронов.

Плотность нейтронов должна превышать 10^{10} см$^{-3}$.

Условия 1 и 2 должны существовать в звезде в течение

достаточно продолжительного времени (больше 10^3 лет), чтобы путём последовательного захвата нейтронов могли образовываться тяжелые ядра.

4. Продукты *s*-процесса должны эффективно выноситься во внешнюю оболочку звезды и попадать в межзвездную среду без дальнейших ядерных реакций.

Основная проблема при описании *s* - процесса - источник нейтронов. Обычно в качестве источника нейтронов рассматривают две реакции - $^{13}C(\alpha,n)^{16}O$ и $^{22}Ne(\alpha,n)^{25}Mg$. Для протекания первой реакции требуются условия, при которых происходит совместное горение водорода и гелия. В качестве механизма, создающего такие условия, рассматривается соприкосновение конвективной оболочки, в которой происходит горение гелия, с богатой водородом внешней оболочкой. Образование нейтронов происходит в следующей цепочке реакций:

$^{12}C + p \rightarrow {}^{13}N + \gamma + 1.94$ МэВ (50)

$^{13}N \rightarrow {}^{13}C + e^+ + \nu_e + 1.20$ МэВ ($T_{1/2}$=10 мин) (51)

$^{13}C + \alpha \rightarrow {}^{16}O + n + 2.22$ МэВ (52)

Реакция $^{13}C + \alpha \rightarrow {}^{16}O + n$ эффективно происходит при температуре $>10^8$K. Образование нейтронов в реакции $^{22}Ne + \alpha \rightarrow {}^{25}Mg + n$ -0.48 МэВ зависит от присутствия ^{14}N в зоне горения гелия (последовательный захват двух α- частиц и β^+-распад образовавшегося ядра ^{22}Na превращает ядро ^{14}N в ^{22}Ne). Для этого необходимо, чтобы в первоначальном веществе звезды, в которой происходит горение гелия, уже присутствовал изотоп ^{14}N. Источником ядер ^{14}N является CNO-цикл. Дополнительным источником нейтронов с плотностью 10^9 - 10^{11} н/см^3 при $T \sim 10^8$ K могут быть фотоядерные (фотонейтронные) реакции:

$$^{13}C + \gamma \rightarrow {}^{12}C + n \text{ -4.95 МэВ}, \quad ^{14}N + \gamma \rightarrow {}^{13}N + n \text{ -10.55 МэВ}. \quad (53)$$

Роль фотонейтронных реакций возрастает с увеличением температуры.

В качестве примера *s*-процесса рассмотрим стабильное ядро ^{56}Fe. Если оно захватывает нейтрон, то происходят следующие реакции:

$^{56}Fe+n \rightarrow {}^{57}Fe$ (стаб)+γ (54)

$^{57}Fe+n \rightarrow {}^{58}Fe$ (стаб)+γ (55)

$^{58}Fe+n \rightarrow {}^{59}Fe$ ($T_{1/2}$ =44,5 дн)+γ (56)

Тогда 44,5 дневное ^{56}Fe подвергнется β^- - распаду, прежде чем другой нейтрон будет захвачен:

$$^{59}Fe \longrightarrow {}^{59}Co\,(\text{stable}) + \beta^- + \bar{\nu}_e \quad (57)$$

Дальнейший захват будет начинаться с ^{59}Co. Среднее время реакции захвата нейтрона $\tau_{реак} = \dfrac{\ln 2}{скорость} = \dfrac{\ln 2}{N_n \langle \sigma v \rangle}$. Если $N_n \sim 10^{11}$/м^3, σ=0,1 барн, E_n~50 кэВ, тогда τ~10^5 лет. Тогда будет иметь место захват нейтронов всеми стабильными ядрами и многими долгоживущими ядрами. Путь типичного *s*-процесса нуклеосинтеза для ядер с *Z*=45-60 показан на **Рис. 21**. Производство ядер идёт по извилистому пути через короткоживущие нуклиды, с увеличением массы при захвате нейтрона, и увеличением, когда β-распад предшествует следующему захвату нейтрона.

Процесс начинается с ^{209}Bi и продолжается последовательностью:

$$^{209}Bi(n,\gamma)^{210}Bi \xrightarrow{\beta^-} {}^{210}Po \xrightarrow{\alpha} {}^{206}Pb \xrightarrow{3(n,\gamma)} {}^{209}Pb \xrightarrow{\beta^-} {}^{209}Bi \quad (58)$$

Источниками нейтронов для *s*-процесса являются (α, *n*) реакции на *n*-обогащённых ядрах, таких как ^{13}C или ^{21}Ne. В поколении звёзд II и I, имеют место побочные реакции типа:

$^{20}Ne(p,\gamma)^{21}Na$ (59)

$^{21}Na \rightarrow {}^{21}Ne + e^+ + \nu_c$ (60)

которые производят ядра для (α,*n*) реакций.

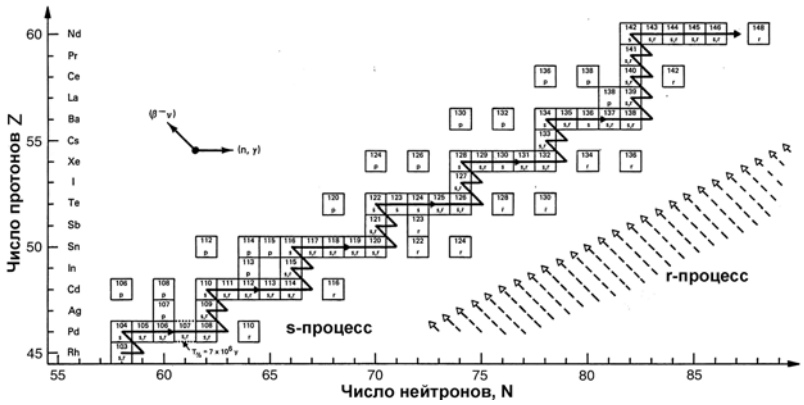


Рис. 21. Часть карты нуклидов, демонстрирующая путь *s*-процесса.

В процессе медленного захвата нейтронов имеет место равновесие между производством и потерей соседних ядер. Стабильные ядра только разрушаются нейтронным захватом. Для таких ядер скорость изменения ядра с атомным весом *A*:

$$\frac{dN_A}{dt} = \sigma_{A-1}N_{A-1} - \sigma_A N_A \qquad (61)$$

где σ_i и N_i сечение захвата и число ядер (распространённость) для ядра i, соответственно.
При равновесии

$$\frac{dN_A}{dt} = 0 \qquad (62)$$

Таким образом

$$\sigma_{A-1}N_{A-1} = \sigma_A N_A \qquad (63)$$

Это соотношение между соседними стабильными ядрами в обозначениях *s*-процесса.

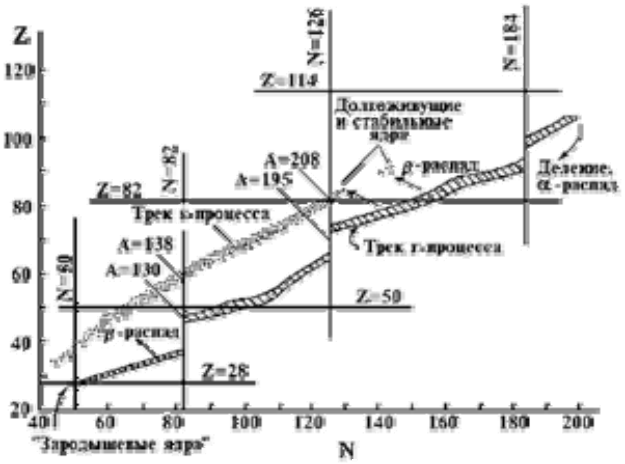


Рис. 22. Треки, вдоль которых идёт захват нейтронов в *s* - и *r* - процессах. *r* - Процесс рассчитан для следующих начальных условий: $T = 1.8 \cdot 10^9$ K и $\rho_n = 10^{28}$ нейтронов/см^3. Точками отмечена полоса стабильности.

Подходящие условия для образования ядер в *s* - процессе существуют в красных гигантах. За счет s-процесса можно объяснить образование всех элементов вплоть до Z = 83. Ядра с Z = 84-89 не имеют стабильных изотопов и являются радиоактивными. Поэтому в *s*-процессе преодолеть эту область Z невозможно. В то же время в природе существуют ядра с Z = 90 (торий) и Z = 92 (изотопы урана ^{235}U и ^{238}U). Для объяснения существования этих ядер необходимо предположить их образование в результате быстрого захвата нейтронов нестабильными ядрами в результате r - процесса.

5.5.2 *r*-Процесс

Если временная шкала реакций захвата нейтронов намного меньше, чем времена жизни β^--распада, тогда происходит быстрый захват нейтронов или *r*-процесс.

***r*-процесс** или быстрый процесс захвата нейтронов - процесс образования более тяжёлых ядер из более лёгких путём последовательного захвата нейтронов в ходе (n,γ) реакций. Захват нейтронов продолжается до тех пор, пока темп захвата нейтронов (n,γ) выше, чем темп распада изотопа. Затем атом претерпевает β^- -распад и захват нейтронов продолжается. Вероятные условия протекания *r*-процесса в звёздах: 1) Ударная волна, образующаяся при взрыве сверхновой, проходя по гелиевому и неоновому слоям, вызывает реакцию $^{22}Ne+^{4}He \rightarrow ^{25}Mg+^{1}n$ с требуемой концентрацией нейтронов. 2) Центральная часть массивной звезды, находящейся в стадии предсверхновой, содержит большое количество нейтронов и α-частиц, образующихся при фоторасщеплении железа $^{56}Fe+\gamma \rightarrow 13^{4}He+4^{1}n$ на заключительной стадии эволюции. В центре такой звезды создаются условия для взрывного синтеза элементов.

Многие ядра тяжелее железа, включая все ядра тяжелее ^{209}Bi, образуются в *r*-процессе путем быстрого последовательного захвата большого количества нейтронов. Главное условие - скорость захвата нейтронов должна быть больше скорости β-распада. Основной механизм захвата нейтронов - реакция (n,γ). Захват нейтронов происходит до тех пор, пока скорость реакции (n,γ) не станет меньше скорости распада изотопа. Образующееся ядро распадается затем в результате β^- -распада и вновь начинается последовательный захват нейтронов. Линия, вдоль которой происходит образование ядер в *r* - процессе, смещена на 5-10 нейтронов от дорожки стабильности (трека *s*-процесса) в направлении нейтроноизбыточных изотопов (**Рис. 22).** *r*-процесс прекращается, если уменьшаются требуемые концентрации нейтронов или если в последовательной цепочке ядер образуется ядро, распадающееся в результате β-распада или деления. Считается, что высокие концентрации нейтронов, необходимые для r-процесса, образуются при вспышках сверхновых звезд.

Для r-процесса нуклеосинтеза необходима большая плотность нейтронов, ~10^{28}/м^3, которая приводит к временам захвата порядка долей секунды. Такой процесс может происходить в суперновых звёздах. В *r*-процессе, большое число последовательных захватов происходит до тех пор, пока процесс не будет прекращён нейтронной эмиссией или, в случае тяжёлых элементов, делением. Легчайшие ядра захватывают нейтроны до тех пор, пока они не достигнут точки, где время жизни β^--распада уменьшается и β^--распад будет заканчиваться захватом нейтрона. *r*- процесс ответственен за синтез всех ядер с A>209 и многих ядер меньшей массы.

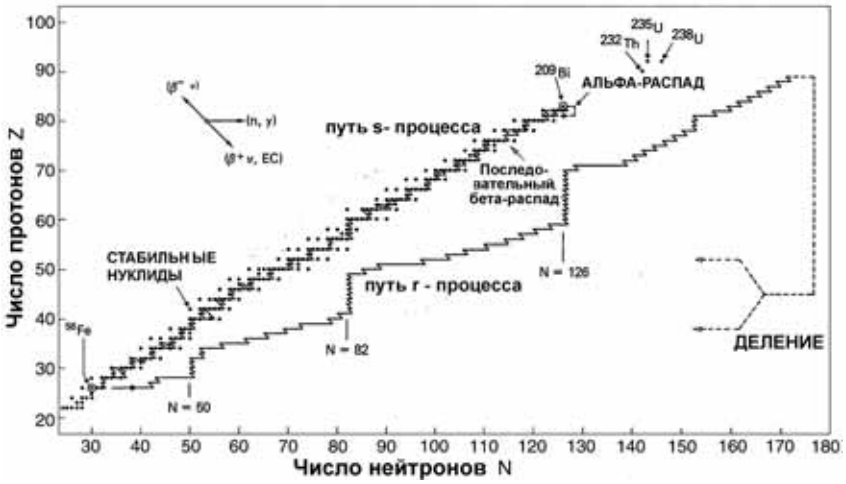


Рис. 23. Пути захвата нейтронов для *s*- *r*-процессов.

На графике зависимости распространённости от атомного веса *A* имеют место два пика вблизи магических чисел (*N*=50, 82, 126). Пик для низких *A* вызван *r*-процессом, который достигает магического числа нейтронов при более низких значениях *Z*, чем *s*-процесс. Пики появляются из-за стабильности ядер с *N*=50, 82, 126 относительно нейтронного захвата. Типичный путь *r*-процесса показан на **Рис. 23**. Заметим, что кривая с ростом атомного номера поднимается вплоть до магического числа нейтронов. На каждом зигзаге имеется максимум на изотопном выходе после распада.

Один из аргументов в подтверждение *r*-процесса в звездах - наличие сдвоенных максимумов, коррелирующих с магическими числами нейтронов *N* = 50, 82 и 126. Максимумы при *A*=90, 138 и 208 характеризуют ядра, образующиеся в *s* - процессе. Максимумы, расположенные при меньших значениях A = 80, 130 и 195 характеризуют ядра, образующиеся в *r* - процессе. *r* - Процесс прекращается, если уменьшаются требуемые концентрации нейтронов или если в последовательной цепочке ядер образуется ядро, распадающееся в результате α- распада или деления. Считается, что высокие концентрации нейтронов, необходимые для r-процесса, образуются при вспышках сверхновых звезд.

Центральная часть звезды содержит большое количество нейтронов и α-частиц, образующихся при фоторасщеплении железа $^{56}Fe \rightarrow 13\alpha + 4n$ на заключительной стадии эволюции. В центре звезды создаются условия для взрывного синтеза элементов. В связи с тем, что плотность вещества сравнима с плотностью ядерной материи, существенную роль будут играть многочастичные ядерные реакции слияния нескольких а - частиц и нуклонов типа:

$$\alpha + \alpha + \alpha;\ \alpha + \alpha + \alpha + n;\ \alpha + \alpha + \alpha + p. \qquad (64)$$

При этом легко преодолевается область нестабильных ядер с *A* = 5 и 8. В результате этих многочастичных реакций в условиях высокой плотности возникают ядра в районе железного пика, на которых и будет происходить *r*-процесс.

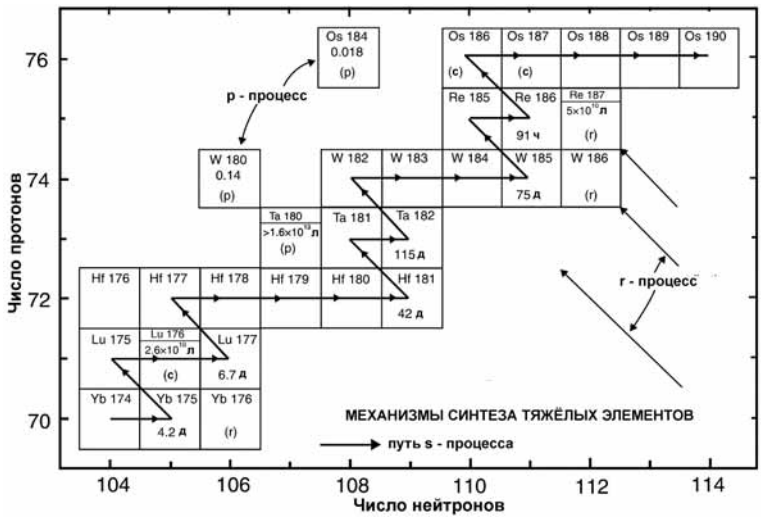


Рис. 24. Часть карты тяжёлых элементов ядер, демонстрирующая относительную роль *s*, *r* и *p* - процессов в нуклеосинтезе.

5.5.3 *p*-Процесс

Другой важный процесс, приводящий к синтезу некоторых обогащённых протонами ядер с 70<*A*<200, называется *p*-процессом.

***p*-Процесс** - образование редких, богатых протонами ядер путём захвата протонов или позитронов, так как ни одним процессом нейтронного захвата эти ядра не могут быть созданы. К таким ядрам следует в первую очередь отнести изотопы олова ^{111}Sn, ^{112}Sn и ^{115}Sn. Однако физические модели условий протекания p-процесса в звездах остаются пока в большей степени неоднозначными по сравнению с процессами захвата нейтронов.

p-Процесс состоит из серии фотоядерных реакций (γ,p), (γ,α), (γ,n) на ядрах, образовавшихся в *s*- и *r*-процессах. (Ранее полагали, что процесс захвата протона в течение суперновой ответственен за эти ядра, но было найдено, что плотности нейтронов слишком малы, чтобы объяснить наблюдаемые распространённости). Температура в ходе взрыва суперновой ~$3x10^9$К, генерирует реликтовое излучение, способное вызвать фотоядерные реакции. *p*-Процесс вносит малый вклад в распространённость большинства элементов, но есть ядра (^{190}Pt, ^{168}Yb), которые синтезируются исключительно этим процессом. относительная важность *s*, *r* и *p*-процессов рассматриваем здесь в нуклеосинтезе показаны на **Рис. 24**.

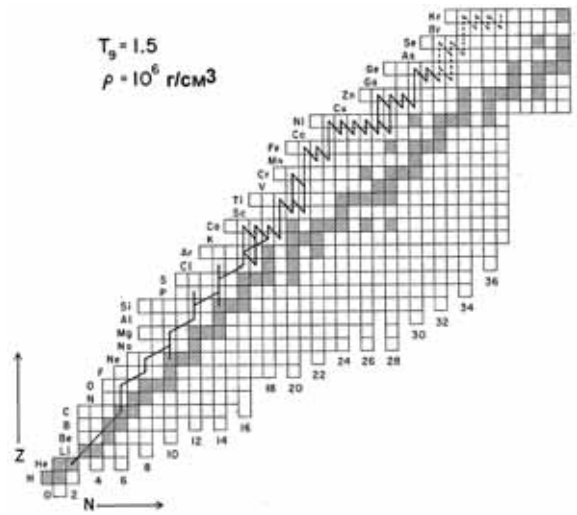


Рис. 25. Положение *rp*-процесса относительно линии β стабильности.

Процесс, который временами связан с *p*-процессом, есть *rp*-процесс – быстрый процесс захвата протона. Этот процесс создаёт протонами обогащённые ядра с Z=7-26. Он включает серию (p,γ) и β^+- распадов, которые характерны для p-обогащённых ядер. Процесс стартует как «выпадение» из CNO цикла. Это - боковая цепь CNO-цикла, создающая p-обогащённые ядра, такие как ^{21}Na и ^{19}Ne. Эти ядра создают основу для дальнейшего захвата нейтронов, приводя к пути нуклеосинтеза, показанному на **Рис. 25**. *rp*-процесс создаёт малое число ядер с A<100. Процесс следует по пути, аналогичному *r*-процессу, но на протон-обогащённой стороне стабильности. В настоящее время источником протонов для этого процесса являются некоторые двойные звёзды. Заметим, что этот процесс временами близок к линии β стабильности, приближаясь к протоновой линии, когда ядро становится тяжелее.

6. ПРОБЛЕМА СОЛНЕЧНОГО НЕЙТРИНО

Многие ядерные реакции, обеспечивающие звёзды энергией, сопровождаются эмиссией нейтрино. Ввиду малого сечения поглощения нейтрино веществом ($\sigma \sim 10^{-44}$ см^2), они практически не поглощаются Солнцем и другими звёздами. (Эти потери нейтрино соответствуют потери ~2% энергии Солнца). Поэтому нейтрино – окно внутрь звезды. В тоже время, малое сечение поглощения затрудняет регистрацию нейтрино, поскольку практически все нейтрино проходят планету Земля без поглощения.

Поэтому существует проблема солнечного нейтрино.

Табл. 4. Предсказанные потоки солнечного нейтрино.

Источник	Поток (част/с/см^2)
p	$5{,}94 \times 10^{10}$
pep	$1{,}40 \times 10^{8}$
hep	$7{,}88 \times 10^{3}$
^{7}Be	$4{,}86 \times 10^{7}$
^{8}B	$5{,}82 \times 10^{6}$
^{13}N	$5{,}71 \times 10^{8}$
^{15}O	$5{,}03 \times 10^{8}$
^{17}F	$5{,}91 \times 10^{6}$

6.1 Ожидаемые источники солнечного нейтрино, энергии и потоки

В виду своей близости к нашей планете, Солнце – основной источник достигающего Земли нейтрино. Солнце испускает ~$1{,}8 \times 10^{38}$ нейтрино/сек, которые через 8 мин достигают поверхности Земли с плотностью потока $6{,}4 \times 10^{10}$ нейтрино/с/см^2. Предсказания стандартной солнечной модели для потоков нейтрино на поверхности Земли для различных ядерных реакций представлены в **Табл. 4,** а для распределения энергий - на **Рис. 26**. Каждая ядерная реакция имеет характеристическое распределение энергии.

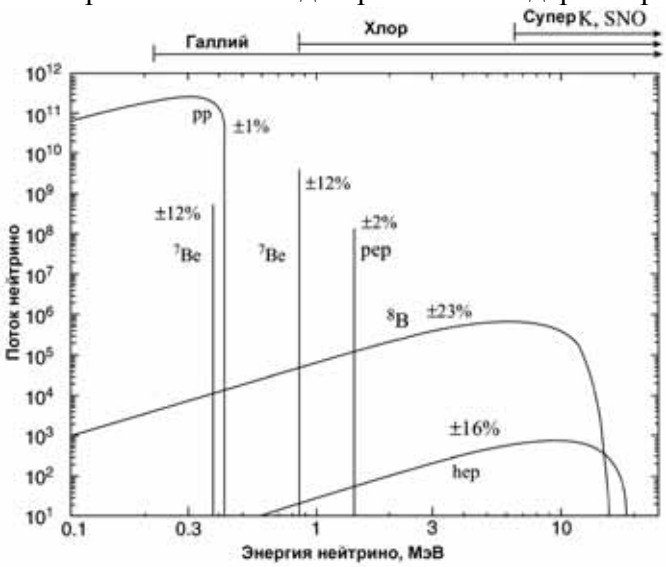


Рис. 25. Предсказание потоков нейтрино от различных ядерных реакций на Солнце. Области энергий, в которых детекторы чувствительны к нейтрино, показаны наверху.

$^{13}N \rightarrow {}^{13}C + \beta^+ + \nu_e$

$^{15}O \rightarrow {}^{15}N + \beta^+ + \nu_e$

$^{17}F \rightarrow {}^{17}O + \beta^+ + \nu_e$

Источник, помеченный «*pp*», в **Табл. 4** и **Рис. 26** отражает реакцию

$$p + p \rightarrow d + e^+ + \nu_e \qquad (65)$$

и является основной реакцией, производящей одно нейтрино на каждое синтезированное ядро ^{4}He. «*pep*» источником является реакция

$$p+p+e^- \rightarrow d+\nu_e, \qquad (66)$$

которая производит моноэнергетические нейтрино, тогда как «hep» означает реакцию:

$$p+{}^3He \rightarrow {}^4He+e_+ +\nu_e \qquad (67)$$

Эта последняя реакция производит нейтрино наивысшей энергии с максимальной энергией 18,77 МэВ (из-за высокого значения *Q* реакции). Интенсивность этого источника в 10^7 раз меньше pp-источника. «^{7}Be» источник означает *pp*-цепь реакции распада электронным захватом

$$e^- + {}^7Be \rightarrow {}^7Li+\nu_e \qquad (68)$$

Эта реакция производит две группы нейтрино: одна связана с основным состоянием ^{7}Li, (вклад 90%+, и одно - с 0,477 МэВ возбуждённым состоянием (вклад 10%).

Термин «*B*» отражает позитронный распад

$$^8B \rightarrow {}^8Be^* + e^+ + \nu_e, \qquad (69)$$

в котором заселено первое возбуждённое состояние ^{8}Be (при 3,04 МэВ). Слабые источники «^{13}N», «^{15}O» и «^{17}F» означают β^+ распады, происходящие в CNO цикле:

6.2 Детектирование нейтрино

Как уже упоминалось, детектирование слабо взаимодействующих нейтрино затруднено ввиду низкого значения сечения взаимодействия. Для преодоления этого препятствия предложено два типа детекторов: радиохимические детекторы и детекторы Черенкова. Радиохимические детекторы регистрируют продукты вызванных нейтрино реакций, тогда как Черенковские детекторы наблюдают рассеяние нейтрино. Так, в пещере Южной Дакоты на 1500 м ниже поверхности земли помещён массивный радиохимический детектор, содержащий 100000 галлонов очищенной жидкости, C_2Cl_4. Очищенная жидкость весила 610 тонн (объём 10 железнодорожных цистерн). В детекторе происходит следующая реакция:

$$\nu_e + {}^{37}Cl \rightarrow {}^{37}Ar + e^- \qquad (70)$$

Продукт реакции ^{37}Ar распадается электронным захватом с T=35 дней. После очистки жидкость экспонируется солнечным нейтрино определённый период времени, образовавшийся ^{37}Ar вымывается из детектора потоком газообразного гелия и поступает в пропорциональный счётчик, который детектирует 2,8 электроны Оже, образовавшиеся при электронном захвате. Детектируемая реакция имеет порог 0,813 МэВ, т.е. детектор чувствителен к ^{8}B, hep, pep и ^{7}Be (распад основного состояния) нейтрино. Здесь наиболее важным является регистрация ^{8}B. Обычно ~3 атома ^{37}Ar образуются за неделю и их надо изолировать от 10^{10} атомов жидкости. Детектор помещён глубоко под землёй и защищён от космической радиации.

Другие детекторы основаны на реакции

$$\nu_e + {}^{71}Ga \rightarrow {}^{71}Ge + e^- \qquad (71)$$

Эти детекторы имеют порог 0,232 МэВ и могут быть использованы для прямого детектирования доминирующих *pp* нейтрино Солнца. Галлий присутствует как раствор $GaCl_3$. ^{71}Ge собирают, промывая детектор азотом и конвертируя Ge в GeH_4 перед счётом. Эти детекторы используют 30-100 тонн галлия и потребляют значительную долю ежегодного производства галлия.

Черенковские детекторы работают на эффекте рассеяния нейтрино заряженными частицами. После столкновения с нейтрино, выбитый электрон испускает черенковское излучение, которое можно зарегистрировать сцинтилляционными детекторами. Первый из таких детекторов был помещён в шахту Камиока в Японии. Супер Камиока содержал 50000 тонн высокочистой воды. Детектируемая реакция в этом случае – реакция рассеяния $\nu+e^- \rightarrow \nu+e^-$, а порог детектирования 8 МэВ, что позволяет регистрировать ^{8}B нейтрино.

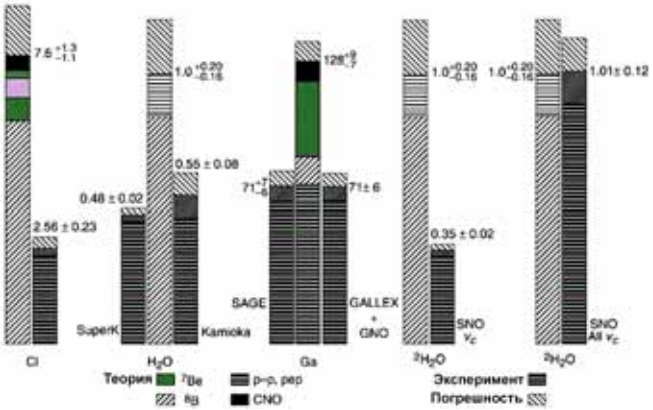


Рис. 27. Сравнение предсказаний стандартной солнечной модели и экспериментальных измерений.

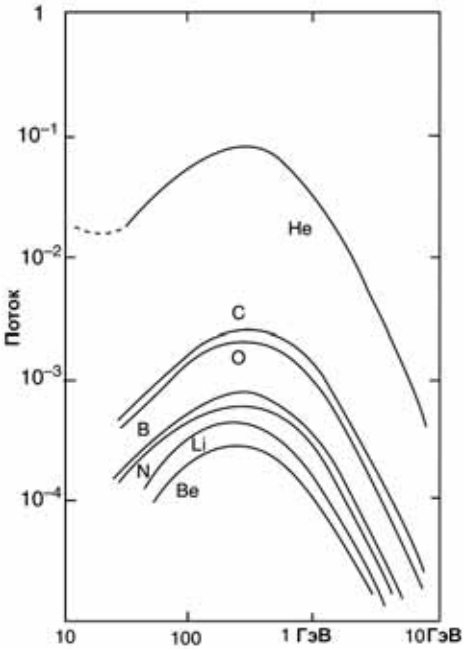
Канадский SNO детектор был смонтирован в никелевой шахте на глубине 2 км и содержал 1000 тонн тяжёлой воды (D_2O). В дополнении к нейтрино-электронному рассеянию, этот детектор способен использовать ядерные реакции на дейтерии:

$$\nu e+d \rightarrow 2p+e^- \qquad (72)$$

$$\nu+d \rightarrow n+p+\nu \qquad (73)$$

Последняя реакция может быть использована для регистрации всех типов нейтрино, ν_e, ν_μ и ν_τ, тогда как первая реакция чувствительна только к электронным нейтрино. Набор протекающих в детекторе реакций можно использовать для наблюдения осцилляций нейтрино. В последней реакции, испущенный нейтрон детектируется (n,γ) реакцией, в которой γ лучи регистрируются сцинтилляционным детектором (Тяжёловодный детектор окружён 7000 тон обычной воды, чтобы предохранить детектор от нейтронов, связанных с радиоактивностью стен шахты). Канадский детектор потребовал разработки новых методов глубокой очистки воды, т.к. чистота воды требовала содержание урана или тория менее 10 атомов на 10^{15} молекул воды.

6.3 Проблема солнечного нейтрино



Проблема солнечного нейтрино возникла из того факта, что детекторы зарегистрировали только 1/3 от ожидавшегося по стандартной модели солнечного нейтрино, которая предполагает, что 98,5% энергии Солнца происходит из *pp*-цепочки и 1,5 из CNO цикла.

Рис. 28. Энергетические спектры галактических космических лучей, GCR.

Такое расхождение указывает, что или модель Солнца неверна или есть фундаментальные ошибки в использованной ядерной физике.

Проблема солнечного нейтрино заключается в ошибочных идеях о фундаментальной структуре вещества, задаваемых стандартной моделью. Стандартная модель предсказывает, что три типа нейтрино не имеют массы и что, будучи созданными, они продолжают существовать в неизменном виде всё остальное время. Основная идея альтернативной модели – модели осцилляции нейтрино – состоит в утверждении, что пока нейтрино выходят из Солнца, они трансформируются из электронных в мюонные нейтрино и обратно. Эти осцилляции возможны, если нейтрино имеют массу и эта масса у электронного и мюонного нейтрино различны. Эти осцилляции усиливаются нейтрон-электронными взаимодействиями в Солнце. Полагают, что масса$_{\tau\text{нейтрино}}$>масса$_{\mu\text{нейтрино}}$>масса$_{\text{электронного нейтрино}}$. Верхний предел этих масс

$$m(\nu_e) < 2.2\,\text{eV}$$
$$m(\nu_\mu) < 170\,\text{keV}$$
$$m(\nu_\tau) < 15.5\,\text{MeV}$$

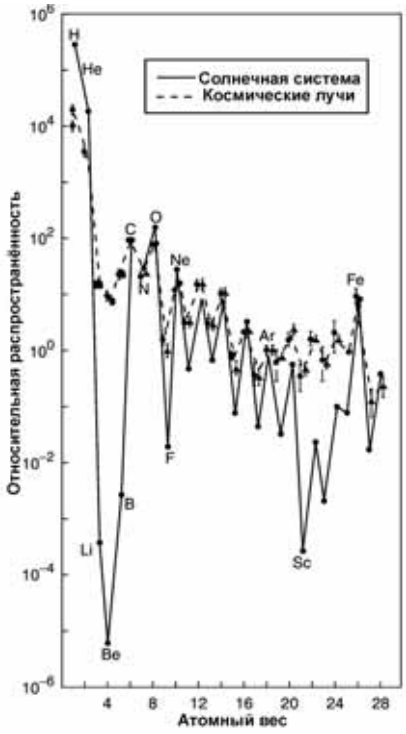


Рис. 29. Относительная (по кремнию) распространённость элементов в солнечной системе и в космических лучах.

Нейтринные осцилляции - превращения нейтрино (электронного, мюонного или таонного) в нейтрино другого сорта (поколения), или же в антинейтрино. Теория предсказывает наличие закона периодического изменения вероятности обнаружения частицы определённого сорта в зависимости от прошедшего с момента создания частицы собственного времени. Наличие нейтринных осцилляций важно для решения проблемы солнечных нейтрино. Предполагается, что такие превращения - следствие наличия у нейтрино массы покоя или (для случая превращений нейтрино↔антинейтрино) несохранения лептонного заряда при высоких энергиях. Стандартная модель в первоначальной версии не описывает массы нейтрино и их осцилляции, однако они могут быть включены в эту теорию с помощью сравнительно небольшой модификации - включении в общий лагранжиан массового члена и PMNS-матрицы смешивания нейтрино.

Прямое доказательство осцилляций нейтрино пришло из наблюдений черенковского свечения. *SNO* детектор нашёл одну треть ожидавшегося числа электронных нейтрино, приходящих из Солнца в согласии с предыдущими данными, полученными радиохимическими детекторами. Японский детектор, который чувствителен преимущественно к электронным нейтрино, но имеет чувствительность и к другим типам нейтрино, нашёл половину от потока нейтрино, ожидавшегося из

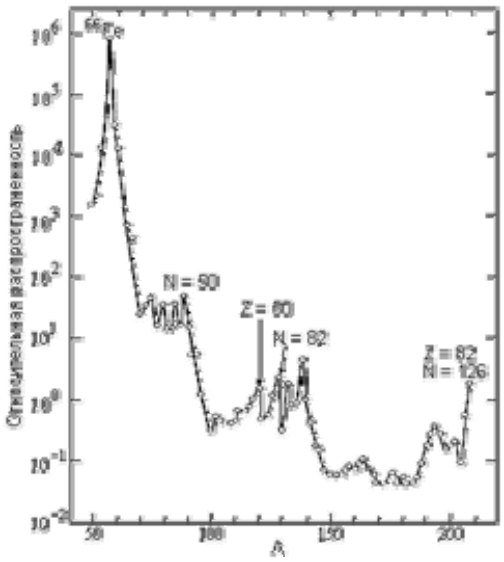
стандартной модели Солнца. Если бы все типы нейтрино были подобными, то канадский и японский детекторы зарегистрировали бы одинаковую долю нейтрино. Дальнейшие эксперименты с канадским детектором, проводившиеся по методике одновременного детектирования всех типов нейтрино, нашли потоки нейтрино в согласии с солнечной моделью. Эта ситуация суммирована на **Рис. 27**.

Экстремально низкая распространённость – результат двух факторов: относительной слабости изотопов Li, Be и B и высокой энергии связи ^{4}He, что делает изотопы Li, Be и B нестабильными по отношению к распаду/реакциям, приводящим к ^{4}He. Например, ядра ^{6}Li, ^{7}Li, ^{9}Be, ^{11}B и ^{10}B разрушаются облучением звёздными протонами при температурах 2,0, 2,5, 3,5, 5,0 и 5,3x10^{6}K, соответственно. Таким образом, эти ядра не могут выживать в звезде. (Только быстрое охлаждение после Большого Взрыва позволило выжить продуктам первичного нуклеосинтеза).

Полагают, что Li, Be и B производятся реакциями скалывания, в которых внутризвёздные ^{12}C и ^{16}O взаимодействуют с протонами галактических космических лучей (GCR). Эти реакции являются высокоэнергетическими реакциями с порогом 10-20 МэВ. Энергетический спектр Li, Be и B показан на **Рис. 28.**

7. СИНТЕЗ Li, Be и B

Нуклеосинтез в Большом Взрыве ответственен за синтез водорода, гелия и небольшого количества лития-7. (Звездный нуклеосинтез в основной совокупности звёзд трансформирует 7% водорода в ^{4}He). Однако, ни звёздный нуклеосинтез, ни ядерный синтез Большого Взрыва не способны обеспечить наблюдаемое распространение Li, Be и B. Так, распространённость Li, Be и B подавлена в 10^{7} раз по сравнению с распространённостью соседних элементов.



Типичные сечения реакций скалывания ~1-100 мбарн для E_p>0,1 ГэВ. Временная шкала облучения ~10^{10} лет. Ядро продукта не подвержено воздействию высоких температур и может существовать. Дальнейшее тестирование этого механизма связано с распространённостью этого элемента в галактических космических лучах по сравнению с распространённостью в Солнце (**Рис. 29**), которое показывает увеличенный выход Li, Be и B в галактических космических лучах. Эта картина аналогична распределению выходов фрагментов от реакций с высокоэнергетичными снарядами.

Рис. 30. Относительная распространенность различных чётно-чётных ядер с A>50. Выбраны такие единицы, в которых распространенность Si равна 10^{6}.