

УДК 539.1; 546.02

О ПРОИСХОЖДЕНИИ ХИМИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ

В. А. Бедняков

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

ВВЕДЕНИЕ	915
РАСПРОСТРАНЕННОСТИ ЛЕГКИХ ЭЛЕМЕНТОВ	918
Распространенность ^4He	919
Дейтерий и ^3He	924
Изотопы ^7Li , ^9Be , ^{11}B	926
ПЕРВОНАЧАЛЬНЫЙ СИНТЕЗ ЛЕГКИХ ЭЛЕМЕНТОВ	928
Параметры, контролирующие распространенность гелия	932
Неоднородный или негомогенный ядерный синтез	936
ОБРАЗОВАНИЕ ТЯЖЕЛЫХ ЭЛЕМЕНТОВ	937
Образование элементов на Солнце	938
Образование элементов в массивных звездах	941
Превращения элементов при коллапсе и взрыве сверхновой	944
СИНТЕЗ ЭЛЕМЕНТОВ ТЯЖЕЛЕЕ ЖЕЛЕЗА	947
<i>s</i> -процесс	950
<i>p</i> -процесс	952
<i>r</i> -процесс	952
Определение возраста Вселенной с помощью изотопов	955
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	959
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	960

УДК 539.1; 546.02

О ПРОИСХОЖДЕНИИ ХИМИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ

В. А. Бедняков

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Изложены современные представления о возникновении химических элементов. Обсуждается образование легких элементов в ранней Вселенной на базе модели Большого взрыва. Рассматривается формирование из легких элементов более тяжелых элементов в процессе эволюции массивных звезд и во время коллапса звезд и вспышек сверхновых. Дан пример использования долгоживущих изотопов для определения возраста Вселенной.

The modern view on the chemical elements is presented. The light-elements appearance in the early Universe on the basis of the Big Bang model is discussed. Afterwards, formation of the heavier elements from the lighter elements at the stages of massive stars evolution and collapses as well as supernova stars explosion is considered. An example of long-living isotopes utilization for the age of the Universe estimation is given.

ВВЕДЕНИЕ

Измерения распространенности элементов в нашей Галактике показали, что приблизительно 92 % атомов приходится на долю водорода, 8 % — на долю гелия и только один атом из тысячи — это атом более тяжелого элемента. Такая разительная несоразмерность между распространенностью водорода и другими элементами наталкивает на мысль, что вещество первоначально существовало в форме простейшего элемента — водорода, а происходившие затем ядерные реакции привели к превращению малой части этого вещества в более тяжелые элементы. С этой точки зрения, наша планета Земля, которая лишилась большей части своего водорода, улетучившегося из-за слабого поля тяготения, есть просто *частица примеси*.

В основе современных представлений о характере эволюции Вселенной лежит так называемая *стандартная космологическая модель* (Большого взрыва), согласно которой Вселенная расширялась и продолжает расширяться из некоторого сверхсжатого и сверхгорячего состояния, существовавшего примерно 15–20 миллиардов лет назад. Экспериментальную основу модели Большого взрыва составляют наблюдаемое на базе красного смещения расширение Вселенной, первоначальный синтез легких элементов и космическое микроволновое фоновое излучение (возникшее в момент формирования атомов спустя примерно 300 тыс. лет после Большого взрыва) [1–6].

Таблица 1. Тепловая история Вселенной

Время	Температура	Характерные события
Сегодня	$T \simeq 2,73$ К	Человек, разум
$t \sim 10^{17}$ с	$T \sim 10^{-2}$ эВ	Образование галактик
$t \sim 10^{13}$ с	$T \sim 1$ эВ	Отщепление излучения от вещества Образование атомов
$t \sim 10^{11}$ с	$T \sim 10$ эВ	$\rho_{\text{вещества}} \sim \rho_{\text{излучения}}$ Формирование структур
$t \sim 10^4$ с	$T \sim 10^4$ эВ	Планковский спектр излучения
	$T \sim m_e$	Отщепление e^\pm
$t \sim 1$ с	$T \sim 1$ МэВ	Образование легких элементов
	$T \sim 2 \div 3$ МэВ	Отщепление ν Отщепление слабого взаимодействия
$t \sim 10^{-6}$ с	$T \sim 150 \div 400$ МэВ	Образование адронов из кварков
$t \sim 10^{-11}$ с	$T \sim 300$ ГэВ	Электрослабый фазовый переход
$t \sim 10^{-34}$ с	$T \sim 10^{15}$ ГэВ	Нарушение GUT-симметрии Фаза инфляции
$t \sim 10^{-43}$ с	$T \sim 10^{19}$ ГэВ	Эра квантовой гравитации
$t = 0$	$T \sim ?$	Большой взрыв

С точки зрения модели Большого взрыва [7–11] формирование химических элементов началось с **первого** и самого важного этапа — первоначального ядерного синтеза, т. е. образования из свободных нуклонов легчайших элементов — водорода (H), дейтерия (D), гелия (^3He , ^4He) и лития (^7Li). Первоначальный синтез ядер имел место на самой ранней стадии развития горячей Вселенной спустя примерно 100 с после Большого взрыва при температуре Вселенной 10^9 К (табл. 1). К этому времени уже свободные нейтроны и протоны покинули состояние химического равновесия и энергия γ -квантов упала ниже уровня разрушения образующегося дейтерия. С помощью последнего практически все существующие нуклоны сливались в ^4He , который с тех пор составляет около 25 % массы Вселенной. Возможность правильного предсказания относительных распространенностей (обилия) элементов, отличающихся друг от друга более чем на десять порядков, рассматривается как один из крупных успехов стандартной модели Большого взрыва.

В то время как космическое (3К) излучение дает информацию о состоянии Вселенной через 10^5 лет после Большого взрыва, распространенность легчайших ядер D, ^3He и ^7Li может быть использована для получения информации о Вселенной на значительно более раннем этапе ее развития (табл. 1). Считается, что все остальные тяжелые элементы были образованы в звездах. Слияние ядер во время гидростатического горения тяжелых звезд — это **второй** важный процесс образования элементов, в результате которого формируются элементы периодической системы, вплоть до железа. Однако поскольку среди всех элементов железо обладает наибольшей энергией связи в расчете на один нуклон (около 8 МэВ/нуклон), образование более тяжелых элементов в результате слияния ядер становится уже невозможным. Так как в охлаждающейся Вселенной вследствие увеличения кулоновских барьеров более тяжелые элементы не могут уже образовываться в достаточном количестве в процессах с участием заряженных частиц, основу **третьего** механизма составляют реакции захвата нейтронов с последующим β^- -распадом [7, 11]. Процесс β^- -распада создает предпосылки для увеличения на единицу атомного номера ядра. В этой связи различают, главным образом, *s*- и *r*-процессы. Согласно современной точке зрения формирование самых тяжелых элементов таким путем происходило во внешних оболочках массивных звезд на стадии взрыва сверхновых (разд. 3).

Отметим также, по-видимому вспомогательный, механизм формирования легких элементов типа Li, Be и B (а также, возможно, C, N, P, S и Cl), обусловленный так называемыми реакциями *отщепления* или *скальвания*, когда легкая частица высокой энергии сталкивается с тяжелым ядром и выбивает легкий стабильный осколок. Предполагается, что реакции скальвания вызываются протонами, ускоренными в переменных электромагнитных полях во внешних слоях звезд. К примеру, протон с энергией выше 20 МэВ способен вызвать реакцию скальвания на всех без исключения тяжелых элементах, однако наибольшее значение имеют такие реакции с участием самых распространенных ядер (C, N, O, Fe). В частности, высокое содержание Li и преобладание нечетных изотопов Li и B в веществе Земли и метеоритов могут быть объяснены такими реакциями, происходившими в процессе образования Солнечной системы.

Далее остановимся несколько подробнее на экспериментальных распространностях и характере образования в ранней Вселенной самых легких элементов, поскольку а) они играют первостепенное значение для последующего формирования всех остальных химических элементов и б) в рамках модели Большого взрыва удастся получить самосогласованные предсказания для распространенностей D, He и Li, отличающихся друг от друга на много порядков. Затем обсудим в общих чертах особенности распространения в космическом пространстве (и на Земле) элементов периодической системы и механизмы генезиса тяжелых элементов в звездах и сверхновых, позволяющие

объяснить характер наблюдаемых распространенностей. В заключении приведен пример использования долгоживущих изотопов для получения оценки возраста Вселенной (космохронометрия).

1. РАСПРОСТРАНЕННОСТИ ЛЕГКИХ ЭЛЕМЕНТОВ

Перед обсуждением наблюдаемых распространенностей легких элементов приведем некоторые необходимые определения. Плотность n_A изотопов с атомным номером Z , атомной массой A и статистическим (спиновым) фактором g_A при температуре T может быть записана в виде*

$$n_A = g_A \frac{A^{3/2}}{2^A} \left(\frac{2\pi}{m_N T} \right)^{3/2(A-1)} n_p^Z n_n^{A-Z} e^{B_A/T}, \quad (1)$$

где $B_A = Zm_p + (A - Z)m_n - m_A$ — энергия связи изотопа (Z, A); m_n, m_p — массы нейтрона и протона; $m_N = m_n \approx m_p$. Плотности протонов n_p и нейтронов n_n даются выражением

$$n_{p,n} \simeq 2 \left(\frac{m_{p,n} T}{2\pi} \right)^{3/2} \exp \left(\frac{-m_{p,n}}{T} \right). \quad (2)$$

Вклад данного изотопа X_A в полную массу Вселенной (массовая фракция) определяется отношением

$$X_A = \frac{A n_A}{n_B}, \quad \sum_A X_A = 1, \quad (3)$$

где под плотностью барионов

$$n_B = \sum_A A n_A \quad (4)$$

понимают полное число нуклонов, как связанных в ядрах, так и свободных. Распространенности нуклонов в состоянии равновесия практически совпадают ($X_n \approx X_p$) и имеют вид (знак + отвечает нейтрону)

$$X_{n,p} = \frac{n_{n,p}}{n_n + n_p} = \frac{1}{\exp(\{\pm(m_n - m_p)/T\} + 1)}. \quad (5)$$

*Здесь и далее, где не указано обратное, $\hbar = c = k = 1$ и $1 \text{ эВ} = 1,16 \cdot 10^4 \text{ К}$.

Удобно ввести безразмерный параметр

$$\eta = n_B/n_\gamma, \quad (6)$$

который определяет отношение полного числа барионов к числу фотонов. С учетом (1) и $n_\gamma = 2\zeta(3)T^3/\pi^2$ массовая фракция данного изотопа выражается через параметр η :

$$X_A = \left(\frac{\zeta(3)}{\sqrt{8\pi}}\right)^{A-1} \frac{g_A}{2} A^{5/2} \left(\frac{T}{m_N}\right)^{3/2(A-1)} \eta^{A-1} X_p^Z X_n^{A-Z} e^{B_A/T}. \quad (7)$$

Из (1) и (7) видно, что чем больше энергия связи данного изотопа, тем больше его распространенность. В табл. 2 приведены значения энергий связи ряда изотопов, имеющих отношение к синтезу легких элементов.

Таблица 2. Энергии связи легких изотопов [12]

Изотоп	Энергия связи, кэВ	Изотоп	Энергия связи, кэВ
D	2224, 573 ± 0, 002	¹¹ C	73439, 899 ± 0, 952
³ H	8481, 821 ± 0, 004	¹² B	79575, 205 ± 1, 400
³ He	7718, 058 ± 0, 002	¹² C	92161, 753 ± 0, 014
⁴ He	28295, 673 ± 0, 005	¹² N	74041, 317 ± 1, 000
⁶ Li	31994, 564 ± 0, 475	¹³ C	97108, 065 ± 0, 016
⁷ Li	39244, 526 ± 0, 473	¹³ N	94105, 267 ± 0, 270
⁷ Be	37600, 358 ± 0, 472	¹⁴ C	105284, 507 ± 0, 019
⁸ Li	41277, 328 ± 0, 488	¹⁴ N	104658, 628 ± 0, 016
⁸ B	37737, 813 ± 1, 107	¹⁴ O	98733, 236 ± 0, 076
⁹ Be	30258, 837 ± 62, 471	¹⁵ N	115491, 930 ± 0, 019
¹⁰ B	64750, 700 ± 0, 370	¹⁵ O	115955, 627 ± 0, 503
¹¹ B	76204, 800 ± 0, 421	¹⁶ O	127619, 336 ± 0, 019

1.1. Распространенность ⁴He. Есть две согласующиеся между собой причины считать, что гелий и более тяжелые элементы имеют разное происхождение. Во-первых, звезды в нашей Галактике могли произвести не более 10 % наблюдаемого количества гелия, однако все количество тяжелых элементов. Во-вторых, в горячей Вселенной мог образоваться гелий и не могли

тяжелые элементы. Имеются три основных метода оценки отношения He/H для различных астрономических объектов.

1. *Спектроскопический метод* опирается на измерение силы линий гелия в спектрах различных объектов, и затем из теории образования спектральных линий выводится его распространенность. Для звезд этот метод связан с некоторыми трудностями. Наблюдать линии гелия нелегко, а теоретический путь определения распространенности гелия длинный, сложный и дает неопределенные результаты. Если эта распространенность все же вычислена, неясно, относится ли она только к поверхностным слоям, где образуются линии, или представляет состав всей массы звезды. Линии гелия трудно наблюдать, потому что самые сильные из них лежат в ультрафиолетовой области и поэтому не могут наблюдаться с поверхности Земли. Даже внеатмосферным наблюдениям в ультрафиолете сильно мешает поглощение, вызванное межзвездным водородом. Чтобы существовали сильные линии в видимой области, гелий должен быть сильно возбужден, т.е. должен находиться в поверхностных слоях очень горячей звезды. Согласно современным представлениям о звездной эволюции, это означает, что звезда должна быть либо очень молодой, либо сильно проэволюционировавшей. Ни в одном из этих случаев нет гарантии, что измеряется именно первоначальное содержание гелия в Галактике, не искаженное последующими ядерными процессами в звездах.

2. *Метод космических лучей*, который пригоден только для Солнца, состоит в измерении относительной распространенности различных элементов, включая α -частицы, в солнечных космических лучах. Линии гелия в спектре Солнца (которое для их образования является холодной звездой) слишком слабы, чтобы использовать их для определения обилия. Вместо этого используется тот факт, что после сильной солнечной вспышки сгусток космических лучей низкой энергии достигает Земли. Распространенность α -частиц по отношению к обычным изотопам углерода, азота и кислорода в этих космических лучах отражает их распространенность на поверхности Солнца, так как все эти элементы имеют одно и то же отношение заряда к массе и поэтому одинаковым образом ускорились. Этот метод для отношения He/H вновь дает значение 1/11.

3. Содержание гелия в звездах можно определить путем подгонки наблюдаемых характеристик к предсказаниям *теории внутреннего строения звезд*. Современные представления о внутреннем строении звезд настолько развиты, что можно многое узнать о химическом составе звезды по ее светимости и температуре. В частности, если известно содержание в ней тяжелых элементов (часто его легко можно оценить по спектру), то можно вывести отсюда содержание гелия. Причем содержание гелия относится в этом случае ко всей массе звезды, а не только к поверхностным слоям, в которых возникают спектральные линии. Определенная таким образом распространенность гелия на Солнце находится в хорошем согласии со значением, полученным мето-

дом космических лучей. Метод, основанный на теории внутреннего строения звезд, является особенно мощным, если исследовать не одиночные звезды, а звезды в скоплениях, которые обычно одного возраста. Однако этот метод не прост, поскольку даже определение светимости и температуры поверхности связано с трудностями. Фактически все полученные до сих пор результаты согласуются с большинством спектроскопических определений, которые никогда не дают распространенность гелия меньше 1/11 (даже для некоторых спектроскопически аномальных звезд). К сожалению, звездные скопления образовались довольно недавно из межзвездного вещества, и поэтому ничего нельзя сказать непосредственно о первоначальном содержании гелия в Галактике.

Поскольку светимость Солнца зависит, в частности, от средней молекулярной массы μ ($L \propto \mu^{7,5}$), знание массы и радиуса Солнца позволяют дать оценку массовой фракции гелия на уровне 23 %. В 1978 г. было обнаружено, что распространенность гелия в нашем ближайшем соседе α Центавра отличается от солнечного значения лишь на 1 %. В результате наблюдений с помощью ультрафиолетового телескопа Хопкинса было надежно зафиксировано присутствие межгалактического гелия [13].

Итак, на основе разнообразных методов распространенность ^4He была измерена в различных астрофизических объектах, таких как атмосфера молодых и очень старых звезд, планетарные туманности, шаровые звездные скопления, галактические и межгалактические НП-области* и т.п. [14]. Хотя использованные методы в высшей степени изощренные и на многих стадиях рассуждений возможны неопределенности, все наблюдения согласуются друг с другом с точностью 20 %.

Известно, что большинство звезд выделяют энергию, превращая в своих недрах водород в гелий. Некоторая часть гелия будет выбрасываться в межзвездное пространство при разного рода взрывных процессах и «загрязнять» таким образом звезды, которые сравнительно недавно образовались из межзвездного вещества. Нельзя ли объяснить все наблюдаемое обилие гелия процессами такого типа? Ответ отрицательный. Светимость Галактики приблизительно 10^{44} эрг/с, и если бы она была постоянной на протяжении 10^{10} лет, то за это время выделилось бы всего $3 \cdot 10^{61}$ эрг. При самом благоприятном предположении, что вся эта энергия выделяется в результате превращения водорода в гелий, должно было бы образоваться около 10^{43} г гелия (энергия связи ядра гелия $\sim 2,5 \cdot 10^{-5}$ эрг). Однако полная масса Галактики $4 \cdot 10^{44}$ г, и поэтому соответствующее отношение He/H было бы равно всего лишь 1/40

*Эти области, в которых межзвездный водород сильно нагревается и ионизируется излучением близко расположенной горячей молодой звезды. Линии рекомбинации из этих областей, в частности линия He^+ , используются для обнаружения гелия.

по массе, или $1/160$ по числу атомов, — более чем в 10 раз ниже наблюдаемого отношения, равного $1/11$ (по числу атомов) [15].

Итак, после водорода ${}^4\text{He}$ является, несомненно, наиболее распространенным легким нуклидом. Минимальная распространенность гелия везде, где его вообще можно наблюдать, составляет примерно один атом на каждые 11 атомов водорода. Большое количество во Вселенной ${}^4\text{He}$ и его практически равномерное распределение по всей Вселенной с очевидностью указывают на то, что подавляющее количество ${}^4\text{He}$ было сформировано на стадии первоначального синтеза ядер в ранней Вселенной. Обычно распространенность ${}^4\text{He}$ описывается его относительной долей в массе Вселенной $Y \equiv X_{{}^4\text{He}}$. Первоначальную долю ${}^4\text{He}$ обозначают как Y_p . Так как гелий позже образовывался в звездах, то его современная фракция Y_0 включает Y_p как результат первоначального синтеза и вклад ΔY за счет гелия, образованного в звездах [16]:

$$Y_0 = Y_p + \Delta Y. \quad (8)$$

Благодаря высокой стабильности ${}^4\text{He}$, измеренная фракция Y_0 может рассматриваться как верхняя граница доли гелия, образованного на первоначальной стадии. Однако определение первоначальной компоненты Y_p зависит от некоторых модельных предположений, так как легко наблюдаемые галактические НШ-области имеют примесь гелия «непервоначального» происхождения, в то время как НШ-области в удаленных металлобедных галактиках с относительно малым количеством «непервоначального» гелия весьма трудны для наблюдения. Чтобы определить количество нейтрального гелия, необходимо построить модели НШ-областей, так как линия рекомбинации является единственной наблюдаемой величиной [17].

Поскольку, подобно более тяжелым элементам, гелий образуется в звездах, имеется корреляция между Y и массовой фракцией металла Z (элементов тяжелее гелия; $X + Y + Z = 1$, где X — фракция водорода):

$$Y = Y_p + \frac{dY}{dZ} Z. \quad (9)$$

При этом вклад, отвечающий первоначальному ядерному синтезу, получается в пределе $Z = 0$. Часто из-за трудностей измерения полной распространенности тяжелых элементов (и, следовательно, вклада от образования элементов в звездах) в качестве оценки такой распространенности используется отношение распространенностей кислорода и водорода O/H . Существующая корреляция между Y и O/H указывает на то, что в областях с малым содержанием кислорода (где O/H мало) ожидается также малая распространенность гелия (рис. 1). Кислород образуется главным образом в процессе эволюции массивных звезд ($M > 8M_\odot$), тогда как гелий и, например, азот с большей вероятностью формируются в промежуточных по массе звездах ($M > 2M_\odot$).

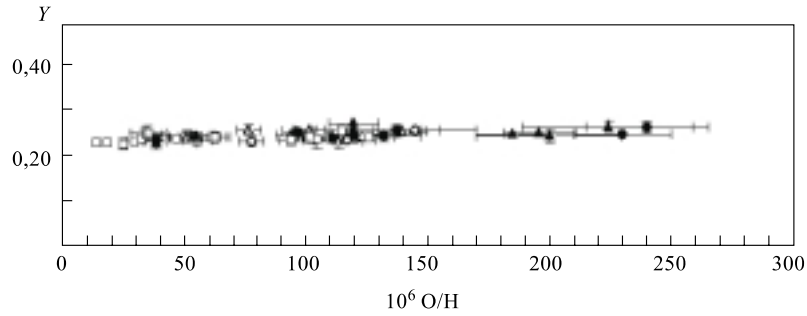


Рис. 1. Корреляция массовой фракции ${}^4\text{He}$ (Y) и распространенности кислорода (O/H) в межгалактических НП-областях [18]

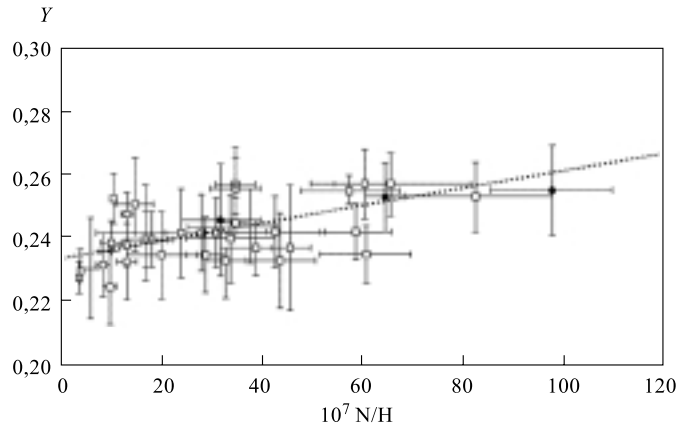


Рис. 2. Доля ${}^4\text{He}$ в массе Вселенной Y в 41 межгалактической НП-области как функция наблюдаемой распространенности азота [19]

Поэтому предпочтительнее использовать информацию о распространенности азота (рис. 2). Типичные значения Y с учетом обеих вышеупомянутых корреляций имеют вид [20]

$$Y = 0,226 \pm 0,005 \pm 160(\pm 40) \text{ O}/\text{H}, \quad (10)$$

$$Y = 0,231 \pm 0,003 \pm 2800(\pm 700) \text{ N}/\text{H}. \quad (11)$$

Таким образом, исходя из наблюдений, можно сделать консервативное заключение, что

$$Y = 0,23 \pm 0,02. \quad (12)$$

Наблюдения указали на то, что, по крайней мере, половина гелия, образованного в результате Большого взрыва, содержится в межгалактическом пространстве. Для других изотопов ситуация совершенно иная, поскольку, в отличие от гелия, их наблюдение связано с целым рядом трудностей.

1.2. Дейтерий и ^3He . Рассмотрим сначала дейтерий. Кроме первоначального, дейтерий D существует только внутри звезд, где очень быстро превращается в ^3He в процессе генерации энергии. До сих пор дейтерий не был зарегистрирован ни в одной звезде. По этой причине его максимальная наблюдаемая распространенность должна рассматриваться в качестве нижнего предела, так как некоторое количество дейтерия было потеряно в звездах, а нового образования дейтерия в межзвездном пространстве не было.

Для наблюдения дейтерия наиболее подходит межзвездная среда, поскольку при температурах выше $6 \cdot 10^5$ К он легко разрушается в результате реакции $p + D \rightarrow ^3\text{He} + \gamma$. Исследование линий излучения молекул DHO и CN_3D в спектрах больших планет дало значения для отношения D/H порядка $(1-3) \cdot 10^{-5}$ [21]. Возможности наблюдения в межзвездном пространстве существуют в сериях Лаймана в ультрафиолетовой области или в сверхтонкой структуре линии с длиной волны 92 см, где наблюдение осуществляется на основе линий поглощения в спектрах горячих звезд или удаленных квазаров [22]. Например, наблюдение межзвездного вещества в направлении звезды α Aurigae с помощью космического телескопа Хаббла привело к значению [22]

$$D/H = \left(1,65_{-0,18}^{+0,07}\right) \cdot 10^{-5}. \quad (13)$$

Эти данные хорошо согласуются с анализом [23] и наблюдениями со спутника «Коперник», которые дают $D/H = (1,5 \pm 0,2) \cdot 10^{-5}$. Получена информация о дейтерии также из наблюдений спектров поглощения удаленных систем квазаров (QAS) [24–26]. Однако в настоящее время эти наблюдения пока еще достаточно противоречивы, так как они чрезвычайно сложны из-за очень большой разницы интенсивностей D- и H-линий. Из данных всех наблюдений получаются следующие ограничения [27] на распространенности:

$$10^{-5} \leq D/H \leq 2 \cdot 10^{-4}. \quad (14)$$

Наблюдение ^3He лучше всего проводится в HI-областях с помощью сверхтонкой структуры линии $^3\text{He}^+$ при 3,46 см. Поскольку ^3He образуется в звездах, наименьшая наблюдаемая распространенность должна рассматриваться как верхняя граница. На сегодняшний день существуют пределы [28]

$$1,2 \cdot 10^{-5} \leq \frac{^3\text{He}}{\text{H}} \leq 1,5 \cdot 10^{-4}. \quad (15)$$

Новый анализ наблюдений, проведенных в НП-областях, дает значение ${}^3\text{He}/\text{H} \approx (1-4) \cdot 10^{-5}$ [29].

Благодаря быстрому превращению D в ${}^3\text{He}$ они часто рассматриваются вместе [30]. Следует отметить, что наблюдаемое отношение D/H составляет лишь долю f от первоначального значения:

$$\frac{\text{D}}{\text{H}} = f \left(\frac{\text{D}}{\text{H}} \right)_{\text{prim}}. \quad (16)$$

Однако исчезновение D сопровождается образованием ${}^3\text{He}$, поэтому для современной распространенности ${}^3\text{He}$ можно записать

$$\frac{{}^3\text{He}}{\text{H}} = g \left((1-f) \left(\frac{\text{D}}{\text{H}} \right)_{\text{prim}} + \left(\frac{{}^3\text{He}}{\text{H}} \right)_{\text{prim}} \right) + \left(\frac{{}^3\text{He}}{\text{H}} \right)_{\text{prod}}, \quad (17)$$

где g — современная доля первоначального ${}^3\text{He}$. Последнее слагаемое учитывает образование гелия в звездах. Это приводит к выражению

$$g^{-1} \left(\frac{{}^3\text{He}}{\text{H}} \right) > (1-f) \left(\frac{\text{D}}{\text{H}} \right)_{\text{prim}} + \left(\frac{{}^3\text{He}}{\text{H}} \right)_{\text{prim}}, \quad (18)$$

которое с учетом (16) можно представить в виде

$$\left(\frac{\text{D} + {}^3\text{He}}{\text{H}} \right)_{\text{prim}} < \frac{\text{D} + {}^3\text{He}}{\text{H}} + (g^{-1} - 1) \frac{{}^3\text{He}}{\text{H}}. \quad (19)$$

При значениях, найденных в особых разновидностях метеоритов — углеродных хондритах [31], имеем

$$\left(\frac{\text{D} + {}^3\text{He}}{\text{H}} \right)_{\text{prim}} < [4, 3 + 1, 9(g^{-1} - 1)] \cdot 10^{-5}, \quad (20)$$

и при $g > 0, 25$, вытекающем из вычислений вероятностей выживания ${}^3\text{He}$ в звездах [32], получаем следующую оценку распространенности:

$$\left(\frac{\text{D} + {}^3\text{He}}{\text{H}} \right)_{\text{prim}} \leq 10^{-4}. \quad (21)$$

Изотопы ${}^3\text{He}$ были обнаружены в остатках метеоритов [33], в межзвездном пространстве [34], в галактических НП-областях и планетарных туманностях [35]. Однако все измерения обладают большой неопределенностью, и очень сложно извлечь из них вклад первоначального ${}^3\text{He}$, тем не менее все полученные оценки [36] согласуются с (21).

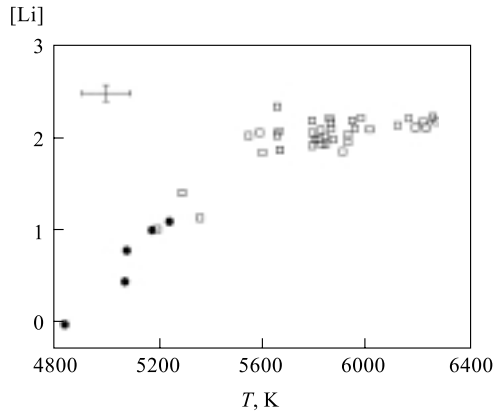


Рис. 3. Распространенность ${}^7\text{Li}$ ($[\text{Li}] = \log({}^7\text{Li}/\text{H}) + 12$) в наиболее металлоистощенных звездах популяции II как функция температуры. Кружки соответствуют верхним границам, типичные погрешности обозначены слева вверх. Отчетливо видно почти постоянное поведение распространенности, начиная с температуры 5500 К [20]

металла распространенность ${}^7\text{Li}$ при температуре выше 5500 К не зависит от данного процесса.

Наблюдения за очень старыми металлоистощенными звездами (популяция II) приводят к значениям распространенностей порядка [37, 38] ${}^7\text{Li}/\text{H} = (1,4 \pm 0,2) \cdot 10^{-10}$. С учетом статистических ошибок наилучшая оценка средней распространенности ${}^7\text{Li}$ имеет вид [39]:

$${}^7\text{Li}/\text{H} = (1,6 \pm 0,1) \cdot 10^{-10}. \quad (22)$$

Это приблизительно в десять раз меньше значения, полученного для молодых звезд (популяция I) из галактического диска [39]. В настоящее время существуют противоположные точки зрения по поводу того, какая из этих двух распространенностей на самом деле является первоначальной. Например, в более молодых звездах могло бы содержаться вещество в протозвезде, обогащенное ${}^7\text{Li}$ от взрывов сверхновых. С другой стороны, за счет реакций ${}^7\text{Li}(p, \alpha){}^4\text{He}$ было бы вполне возможно значительное уменьшение ${}^7\text{Li}$ в старых звездах популяции II в течение их жизни. Недавнее обнаружение [40] в чрезвычайно металлоистощенных звездах популяции II изотопа ${}^6\text{Li}$ (который подвержен разрушению даже в большей степени, чем ${}^7\text{Li}$) подтверждает, что отношение ${}^7\text{Li}/\text{H}$ имеет порядок 10^{-10} .

1.3. Изотопы ${}^7\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$, ${}^{11}\text{B}$.

Распространенность ${}^7\text{Li}$ измерять гораздо труднее, и реально с этой целью можно использовать только атмосферы звезд со всеми сопутствующими этому недостатками. Однако имеются некоторые интересные наблюдения. Так, если изобразить распространенность ${}^7\text{Li}$ как функцию эффективной температуры, то обнаружится, что распространенность становится постоянной, начиная с 5500 К (рис. 3). Ниже этого значения распространенность уменьшается, что является признаком растущих зон конвекции в звезде. Это ведет к тому, что большая часть ${}^7\text{Li}$ переносится во внутренние горячие области звезды и, как следствие, разрушается. Для звезд с изначально низким содержанием

Область постоянства распространности ${}^7\text{Li}$ как функция вклада металла (рис. 4) указывает на (почти) первоначальное происхождение данной распространности. Отметим, однако, что определение распространности ${}^7\text{Li}$ зависит от ряда параметров звезды (поверхностной температуры, доли металла в ней и т. п.); важным источником систематических неопределенностей является уменьшение ${}^7\text{Li}$ внутри звезд. Эта неопределенность ограничивается наблюдениями очень нестабильного изотопа ${}^6\text{Li}$ [40] (${}^6\text{Li}/{}^7\text{Li} = 0,05 \pm 0,02$). Согласно стандартным представлениям об эволюции звезд, любое уменьшение ${}^7\text{Li}$ должно было бы сопровождаться еще бóльшим уменьшением ${}^6\text{Li}$ [41].

Поскольку Li наряду с Be и B образуется также в космических лучах посредством реакций скалывания на C, N, O протонами (например, $p + \text{C} \rightarrow \text{Li} + \text{He}$) и α -частицами (а также путем α - α -слияния), распространности Be и B могут быть использованы для оценки первоначальной распространности Li. Показано [42], что таким путем может образоваться не более 10–20% ${}^7\text{Li}$. Кроме того, ${}^7\text{Li}$ разрушается в ядерных реакциях с протонами внутри легких звезд, с другой стороны, он образуется при взрывах сверхновых, внутри красных гигантов, других сверхмассивных космических объектов и т. п.

Распространность более тяжелых элементов, таких как ${}^9\text{Be}$, ${}^{10}\text{B}$ и ${}^{11}\text{B}$, меньше еще на несколько порядков. Бериллий также был зарегистрирован в звездах популяции II [43, 44]. Недавно для нескольких звезд с низким содержанием металла была определена верхняя граница для бериллия ${}^9\text{Be}/\text{H} < 2,5 \cdot 10^{-12}$, что в тысячу раз превышает значение, ожидаемое в стандартной модели раннего нуклеосинтеза. Кроме того, в очень старой металлоистощенной звезде HD 140283 была зарегистрирована линия излучения бора [45]. Однако важность этих наблюдений для ядерного синтеза оспаривается, поскольку данные распространности связаны с наличием металлов и, следовательно, предполагают рождение путем скалывания, а не первоначального ядерного синтеза. Тем не менее эти наблюдения представляют интерес для моделей негомогенного ядерного синтеза (см. далее). Подробное обсуждение экспериментально определяемых распространностей легких элементов дано в [5, 6, 10].

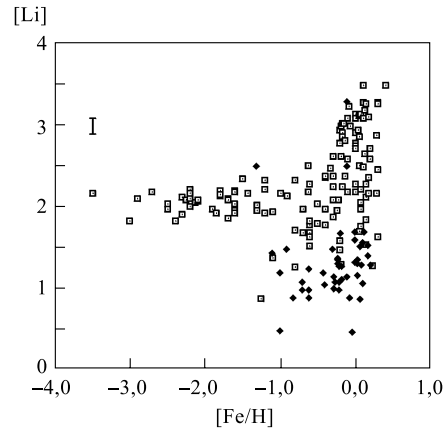


Рис. 4. Распространность ${}^7\text{Li}$ в звездах гало с температурой $T > 5500$ К как функция вклада металла [18]. Здесь $[\text{Li}] = \log ({}^7\text{Li}/\text{H}) + 12$ и $[\text{Fe}/\text{H}] = \log (\text{Fe}/\text{H}) / \log (\text{Fe}/\text{H})_{\odot}$

2. ПЕРВОНАЧАЛЬНЫЙ СИНТЕЗ ЛЕГКИХ ЭЛЕМЕНТОВ

Синтез легких элементов имел место в первые три минуты после Большого взрыва при температуре Вселенной $0,1 \div 10$ МэВ. Количество легких ядер, которое могло быть сформировано, особенно сильно зависело от отношения числа протонов к числу нейтронов.

Перед началом синтеза при $T \gg 1$ МэВ ($t \ll 1$ с) все протоны и нейтроны вместе с любыми образующимися и разрушающимися легкими ядрами находились в состоянии как теплового, так и химического равновесия. Распространенность какого-либо ядра $A(Z)$ определялась распределением Больцмана (1).

Считается, что при температуре $T \approx 10$ МэВ (или спустя $t \approx 10^{-2}$ с после Большого взрыва) начинается *первый* этап ядерного синтеза. Благодаря реакциям слабого взаимодействия

$$p + e^- \leftrightarrow n + \nu_e, \quad (23)$$

$$p + \bar{\nu}_e \leftrightarrow n + e^+, \quad (24)$$

$$n \leftrightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e \quad (25)$$

протоны и нейтроны находятся в состоянии термодинамического равновесия, и отношение числа нейтронов n_n к числу протонов n_p (в пренебрежении химическими потенциалами) определяется бальцмановским фактором

$$\frac{n_n}{n_p} = \exp\left(\frac{-\Delta m}{T}\right), \quad (26)$$

где $\Delta m = m_n - m_p \simeq 1,3$ МэВ/ c^2 . При $T \simeq 3$ МэВ получается

$$\frac{n_n}{n_p} \approx 0,65 \quad \text{и} \quad \frac{n_n}{n_n + n_p} = \frac{n_n}{n_B} \approx 0,38. \quad (27)$$

Распространенности протонов и нейтронов сохраняют форму распространенностей в состоянии равновесия (5) до тех пор, пока скорости слабых процессов (23)–(25) не уменьшатся до такой степени, что станут сравнимыми со скоростью расширения Вселенной H .

Распространенности остальных нуклидов при $T \gg 1$ МэВ очень малы. Они могли бы стать более или менее заметными, когда температура понизилась до уровня характерной энергии связи на нуклон для данного типа изотопов (обычно $1 \div 8$ МэВ). Однако из-за малой энергии связи дейтерия — *первого* изотопа в цепочке ядерного синтеза и большой энтропии, которая проявляется в очень малом значении барион-фотонного отношения η (или, что то же самое, высокой плотности фотонов), начало процесса ядерного синтеза «отодвигается» до температур порядка 0,1 МэВ.

Действительно, при T в области $1 \div 8$ МэВ образование дейтерия (и остальных изотопов, формирующихся на его основе) энергетически вполне допустимо путем реакции $n + p \rightarrow D + \gamma$. Однако за счет большого числа фотонов обратная реакция $\gamma + D \rightarrow n + p$ также имеет место, причем она протекает более интенсивно, чем процесс $n + D \rightarrow {}^3\text{H} + \gamma$ или $p + D \rightarrow {}^3\text{He} + \gamma$. Типичные распространенности согласно (7) при $T \simeq 10$ МэВ и $\eta \sim 10^{-9}$:

$$X_n \simeq X_p \approx 0,5, \quad X_D \simeq 6 \cdot 10^{-12}, \quad X_{{}^3\text{He}} \simeq 2 \cdot 10^{-23}, \\ X_{{}^4\text{He}} \simeq 2 \cdot 10^{-34}, \quad X_{{}^{12}\text{C}} \simeq 2 \cdot 10^{-126}.$$

Второй этап начинается при температуре ~ 1 МэВ, или при $t \approx 0,02$ с. В это время нейтрино покидают состояние термодинамического равновесия. Из сравнения характерной скорости слабого процесса (23)

$$\Gamma(pe \rightarrow \nu n) \propto G_F^2 T^5 \quad (28)$$

со скоростью расширения Вселенной

$$\frac{\Gamma}{H} \approx \left(\frac{T}{0,8 \text{ МэВ}} \right)^3 \quad (29)$$

видно, что, начиная с температуры порядка 0,8 МэВ, скорость протекания слабых процессов не может более удерживаться на уровне скорости расширения Вселенной H (и слабое взаимодействие «вымерзает»), при 0,5 МэВ происходит также аннигиляция электронов с позитронами (см. табл. 1). Нейтроны покидают состояние химического равновесия. Отношение числа нейтронов к числу протонов начинает отклоняться от равновесного значения и «замерзает» при температуре $T_f \simeq 10^{10}$ К ($T_f \approx 0,8$ МэВ):

$$\left(\frac{n_n}{n_p} \right)_f = \exp \left(\frac{-\Delta m}{T_f} \right) \approx \frac{1}{6}. \quad (30)$$

Массовые фракции нейтронов X_n и протонов X_p более не описываются равновесными выражениями (5) и становятся почти постоянными. Поскольку $\Delta m/T_f \sim O(1)$, значительная доля нейтронов «выживает» после вымерзания (если $T_f \ll \Delta m$, то $n_n \approx 0$). Итак, при $T \simeq T_f \sim 1$ МэВ характерные распространенности легких элементов имеют вид

$$X_n \simeq 1/7, \quad X_p \simeq 6/7, \quad X_D \simeq 10^{-12}, \\ X_{{}^3\text{He}} \simeq 10^{-23}, \quad X_{{}^4\text{He}} \simeq 10^{-28}, \quad X_{{}^{12}\text{C}} \simeq 10^{-108}.$$

Третий этап начинается при температуре от 0,3 до 0,1 МэВ, что соответствует временному интервалу между 1 и 3 мин после Большого взрыва.

Единственный путь образования сложных ядер (легких нуклидов) лежит через цепочки двухчастичных реакций, наиболее важные из которых требуют присутствия дейтерия D:

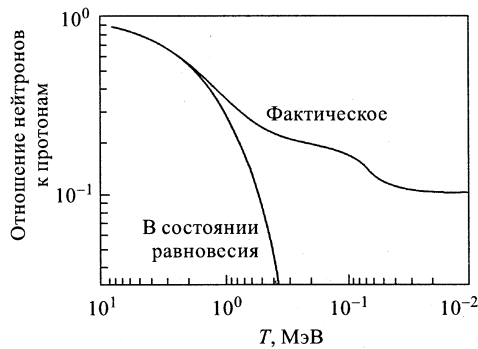
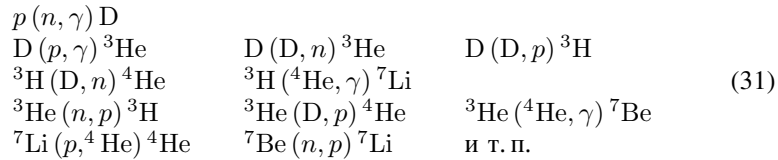


Рис. 5. Фактическое и равновесное поведение нейтрон-протонного отношения в области температур, соответствующих первоначальному ядерному синтезу [27]

практически все нейтроны посредством цепочки реакций (31) превращаются в ${}^4\text{He}$, поскольку в нем нейтроны связаны наиболее сильно. Тем самым массовая фракция первичного ${}^4\text{He}$ оценивается по числу нейтронов в виде

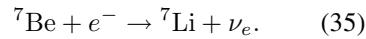
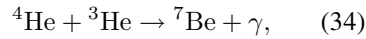
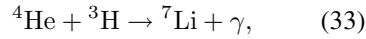
$$Y_p \equiv X_{{}^4\text{He}} = 4 \frac{n_{{}^4\text{He}}}{n_B} \simeq \frac{4(n_n/2)}{n_n + n_p} = \frac{2(n_n/n_p)}{1 + (n_n/n_p)} \approx \frac{1}{4}, \quad (32)$$

так как при $T \approx 0,1$ МэВ нейтрон-протонное отношение $n_n/n_p \approx 1/7$ (на самом деле несколько меньше за счет β -распада свободных нейтронов: $n_n(t) = n_n(0)e^{-t/\tau_n}$, где $t = 0$ отвечает $T = T_f$). Равновесное нейтрон-протонное отношение, следующее из эволюции согласно уравнению (26), при 0,3 МэВ равнялось бы примерно 1/70 (рис. 5).

Отсутствие стабильных ядер с атомными номерами 5 и 8, а также играющие теперь существенную роль кулоновские барьеры тормозят образование элементов с $A = 7$ и сильно подавляют формирование более тяжелых

Первая реакция $p(n, \gamma) D$ (т. е. $n + p \rightarrow D + \gamma$), несомненно, наиболее важная, поскольку для самой возможности продолжения синтеза необходимо образование достаточного количества дейтерия. Из-за невысокой плотности нуклонов реакции с многочастичными начальными состояниями типа $2p + 2n \rightarrow {}^4\text{He}$ практически не дают заметного вклада. После дейтерия формируются ${}^3\text{H}$ и ${}^3\text{He}$. Синтез ${}^4\text{He}$ начинается несколько позже, поскольку основной канал его образования идет с участием трития, для формирования которого необходимо некоторое время. В результате практически все нейтроны посредством цепочки реакций (31) превращаются в ${}^4\text{He}$, поскольку в нем нейтроны связаны наиболее сильно. Тем самым массовая фракция первичного ${}^4\text{He}$ оценивается по числу нейтронов в виде

изотопов (рис. 6). Небольшое количество ${}^7\text{Li}$ и ${}^7\text{Be}$ образуется в результате реакций



Благодаря малой плотности нуклонов также невозможно образование более тяжелых элементов на основе 3α -реакций, как это может происходить в звездах.

Спустя примерно $t \approx 10^3$ с после Большого взрыва температура и плотность вещества во Вселенной настолько малы, что протекание ядерных реакций уже практически невозможно — первоначальный синтез легких элементов заканчивается. Его результат — это, в основном, водород (в виде p) и ${}^4\text{He}$, содержащий практически все нейтроны, а также небольшое количество D , ${}^3\text{He}$ и ${}^7\text{Li}$. При этом распространенности ${}^3\text{He}$ и ${}^7\text{Li}$ включают в себя также весь вклад (за счет β -распада) первоначального трития (${}^3\text{H}$) и ${}^7\text{Be}$ соответственно.

Отметим, что вычисление распространенностей легких элементов в стандартной космологической модели (рис. 7) основано на численном решении

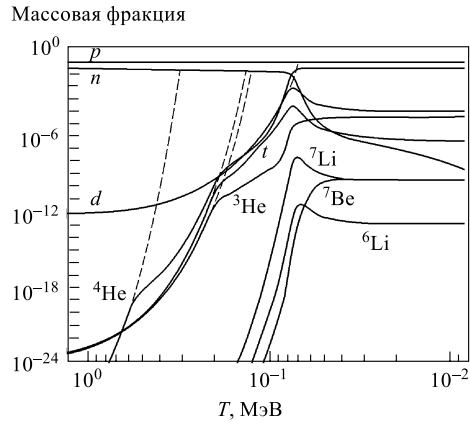
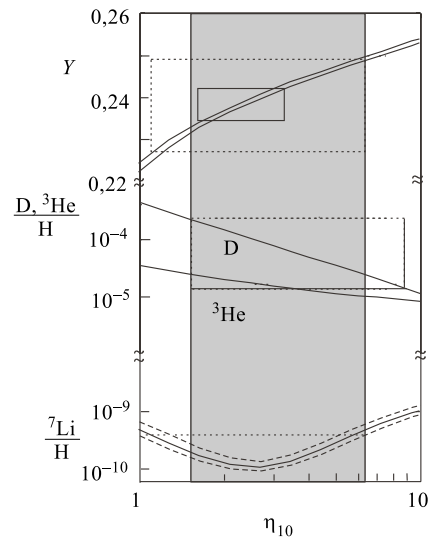


Рис. 6. Эволюция распространенностей (массовых фракций) легких элементов во время первоначального ядерного синтеза [5]

Рис. 7. Предсказываемые распространенности первоначальных ${}^4\text{He}$, D , ${}^3\text{He}$ и ${}^7\text{Li}$ (сплошные кривые) и их экспериментальные значения (четыреугольники) как функции параметра $\eta_{10} \equiv 10^{10}\eta$. Две кривые для ${}^4\text{He}$ отвечают отклонению 1σ в величине времени жизни нейтрона, теоретические неопределенности для ${}^7\text{Li}$ обсуждаются в [46]. Область η , где имеется согласие данных с теорией раннего ядерного синтеза, заштрихована [18]



Таким образом, чем больше время жизни нейтрона, тем меньше скорость реакции слабого взаимодействия Γ и, следовательно, больше температура вымерзания T_f :

$$\Gamma \propto \frac{T^5}{\tau_n} \rightarrow T_f \propto \tau_n^{1/3}. \quad (38)$$

Это приводит к большему значению $(n_n/n_p)_f$ и увеличению образования ${}^4\text{He}$ (рис. 9). Кроме того, в период между вымерзанием и синтезом гелия распадется меньше нейтронов. Хотя это играет второстепенную роль, тем не менее также способствует увеличению распространенности ${}^4\text{He}$. На рис. 9 показана также зависимость массовой фракции ${}^4\text{He}$ от времени жизни нейтрона τ_n . Лабораторные эксперименты приводят к значению времени жизни нейтрона [49]

$$\tau_n = (886,7 \pm 1,9) \text{ с}. \quad (39)$$

Барион-фотонное отношение.

Распространенность X_A ядра $A(Z)$ в состоянии равновесия (7) зависит от барион-фотонного отношения $\eta = n_B/n_\gamma$ следующим образом: $X_A \propto \eta^{A-1}$ [27]. Отношение η определяет момент преодоления разрушающего воздействия фотодиссоциации дейтерия. Чем больше величина η , тем меньше фотонов и фотонная диссоциация дейтерия слабее и раньше (при более высоких температурах) начинается накопление D , ${}^3\text{H}$, ${}^3\text{He}$. В результате образуется больше ${}^4\text{He}$.

Еще более сильное влияние оказывает отношение η на распространенность ${}^7\text{Li}$, который образуется в двух различных процессах. При $\eta \leq 3 \cdot 10^{-10}$ доминирует реакция ${}^4\text{He}({}^3\text{H}, \gamma){}^7\text{Li}$, тогда как при больших значениях η преобладает реакция ${}^4\text{He}({}^3\text{He}, \gamma){}^7\text{He}$ с последующим электронным захватом ${}^7\text{He}(e^-, \nu_e){}^7\text{Li}$ и образованием ${}^7\text{Li}$. В результате в области $\eta \approx 3 \cdot 10^{-10}$ возникает «провал» (рис. 7), что делает распространенность ${}^7\text{Li}$ особенно

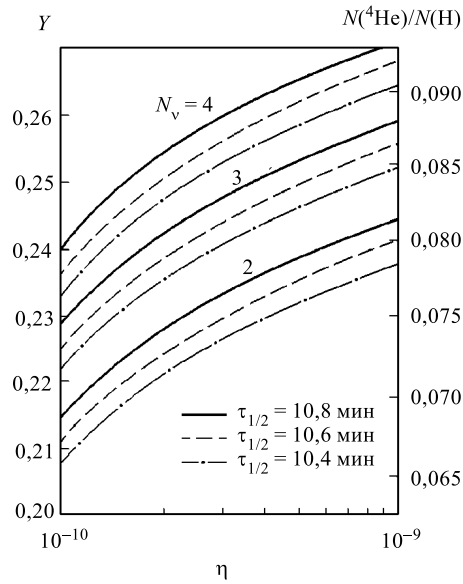


Рис. 9. Иллюстрация зависимости распространенности ${}^4\text{He}$ от барион-фотонного отношения $\eta = n_B/n_\gamma$. Видно влияние числа типов нейтрино и времени жизни нейтрона на распространенность ${}^4\text{He}$ [36]

чувствительным тестом для изучения влияния η и, следовательно, исследования всего первоначального ядерного синтеза. Поскольку скорости реакций образования D , ${}^3\text{H}$ и ${}^4\text{He}$ также зависят от η , их распространенность для малых η возрастает, так что большое количество вещества остается негоревшим. Консервативный анализ наблюдений приводит к значениям [6] $4,1 \cdot 10^{-11} < \eta < 9,2 \cdot 10^{-10}$. В целом вычисленные распространенности элементов хорошо согласуются с наблюдаемыми значениями в широкой области $3 \cdot 10^{-10} < \eta < 5 \cdot 10^{-10}$. Это следует отметить, поскольку кривые для различных нуклидов в действительности очень разные (рис. 10). Фракция ${}^4\text{He}$ относительно слабо чувствительна к η , тогда как распространенности других легких элементов сильно зависят от η [47].

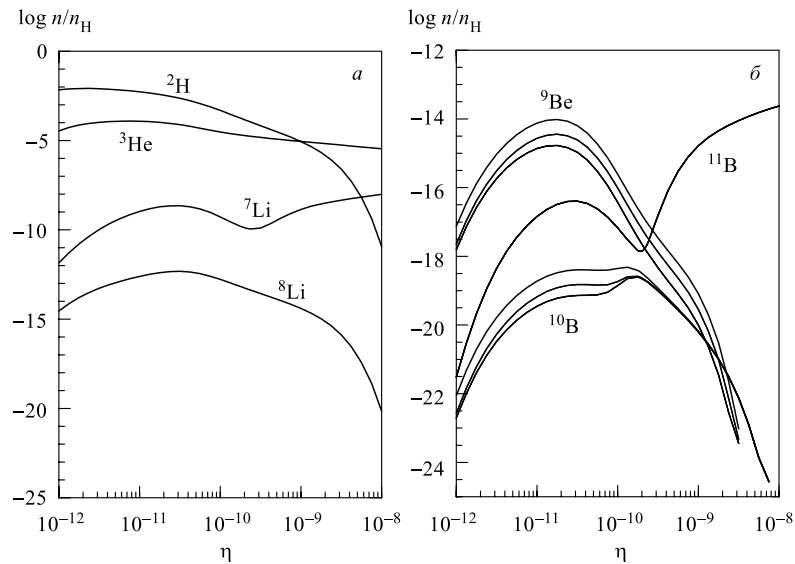


Рис. 10. Распространенности легких элементов в результате первоначального ядерного синтеза как функции барион-фотонного отношения η [18]

Поскольку $\eta = 2,68 \cdot 10^{-8} \Omega_B h^2$ [27], для вклада барионной материи в плотность Вселенной имеем оценку

$$0,011 \leq \Omega_B h^2 \leq 0,037. \quad (40)$$

Первоначальный синтез легких элементов определяет верхний предел барионной материи во Вселенной. Данный результат очень важен, поскольку количества барионной материи явно не хватает для того, чтобы Вселенная была

плоской: $\Omega \equiv \rho/\rho_c = 1$, как этого требуют современные астрофизические представления и данные наблюдений [11, 49]. Здесь ρ — полная плотность вещества и излучения во Вселенной, $\rho_c = 1,9 \cdot 10^{-28} h^2 \text{ кг/м}^3$ — критическая плотность и $h \approx 0,7$ — безразмерный параметр расширения Хаббла (см., например, [11]). Таким образом, первоначальный ядерный синтез представляет собой один из главных аргументов в пользу существования так называемой *небарионной* темной, или скрытой, материи во Вселенной.

Релятивистские степени свободы и число типов нейтрино. Поскольку зависимость доли первоначального ${}^4\text{He}$ Y_p от параметров η и τ_n не очень сильная, то число поколений легких нейтрино ($m_\nu < 1 \text{ МэВ/с}^2$) можно определить на основе измерения распространенностей элементов во Вселенной. Как известно, скорость слабых процессов уменьшается с падением температуры, и когда она становится меньше скорости расширения Вселенной, начинается первоначальный синтез гелия. Чем раньше он начнется, тем больше гелия образуется. Таким образом, скорость расширения Вселенной определяет количество первоначального ${}^4\text{He}$. Скорость расширения $H(t)$ связана с плотностью Вселенной $\rho(t)$:

$$H(t) = \sqrt{\frac{8\pi G}{3} \rho(t)}. \quad (41)$$

При $T \approx 1 \text{ МэВ}$ во Вселенной доминирует излучение (см. табл. 1). Все присутствующие релятивистские частицы (т.е. фотоны, электроны и легкие нейтрино) дают вклад в полную плотность $\rho(t) = \rho_\gamma + \rho_e + \rho_\nu \propto g_{\text{eff}} T^4$, в результате $H \propto g_{\text{eff}}^{1/2} T^2$ и температура замерзания пропорциональна числу (релятивистских) степеней свободы $T_f \propto g_{\text{eff}}^{1/6}$. Следовательно, распространенность ${}^4\text{He}$ зависит от числа типов релятивистских частиц в момент «замерзания». Чем больше число типов нейтрино, тем быстрее происходит расширение Вселенной и тем самым раньше (при более высокой температуре) и при большем значении фиксируется отношение n_n/n_p . Откуда следует, что доля первоначального гелия тем больше, чем больше существует типов нейтрино. Кроме этого, более быстрое расширение Вселенной означает, что температура падает быстрее, ядерный синтез начинается раньше и нейтронам предоставляется меньше времени для распада. При этом каждая дополнительная релятивистская степень свободы (новые типы нейтрино, аксионы, нейтрино Майораны, правые нейтрино и т.д.) ведет к росту скорости расширения и, значит, к вымерзанию рассмотренных реакций при более высоких температурах. Это снова приводит к росту распространенности ${}^4\text{He}$. Данная зависимость означает, что задолго до экспериментов на ускорителях [36] существовала возможность определения числа типов нейтрино [50]:

$$N_\nu \leq 3,75 + 78 (X_{4\text{He}}^{\text{max}} - 0,24). \quad (42)$$

Это значение хорошо согласуется с результатами измерения ширины распада Z -бозона на два нейтрино

$$\Gamma(Z^0 \rightarrow \nu\bar{\nu}) = \frac{Gm_Z^3}{12\sqrt{2}\pi} = 166N_\nu \text{ МэВ} \quad (43)$$

в экспериментах на LEP. И наоборот, результат LEP $N_\nu = 2,991 \pm 0,016$ может быть взят в качестве граничного условия для вычислений, касающихся первоначального ядерного синтеза. Зависимость распространенности первоначального гелия от обсуждаемых здесь параметров можно параметризовать в виде [18, 51]:

$$Y = 0,2262 + 0,0131(N_\nu - 3) + 0,0140(\tau_n - 922) + 0,0135 \ln(10^{10}\eta).$$

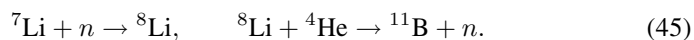
Используя результаты экспериментов на ускорителе LEP (рис. 9) и измеренное время жизни нейтрона, можно получить весьма жесткие ограничения на распространенность гелия во Вселенной:

$$0,236 \leq Y \leq 0,243. \quad (44)$$

2.2. Неоднородный или негомогенный ядерный синтез. Одной из возможностей объяснения в рамках теории первоначального ядерного синтеза неожиданно большой распространенности ${}^9\text{Be}$ (и ${}^{11}\text{B}$) в очень старых (с малым содержанием металла) звездах [45] является негомогенный сценарий. Негомогенный ядерный синтез мог иметь место во время фазового перехода кварков в адроны [52], когда кварки и адроны существуют рядом друг с другом. В этом случае возможны значительные неоднородности барионной плотности [53]. Процесс адронизации происходит за счет освобождения скрытого тепла, которое нагревает Вселенную. Это ведет к расширению областей адронизации за счет кварк-глюонной плазмы. Однако в некоторый момент времени тепла становится недостаточно для поддержания роста, и области адронизации выходят из состояния равновесия. При дальнейшем остывании происходит адронизация оставшейся кварк-глюонной плазмы, но при более высоком значении барионной плотности. Следствием таких неоднородностей является то, что во Вселенной существуют области с большими плотностями протонов, нейтронов и электронов и области с малыми плотностями этих частиц.

Однако с течением времени нейтроны частично покидают пространства с высокой плотностью, что невозможно для протонов и электронов из-за их электромагнитного притяжения. Поэтому во время ядерного синтеза относительно высокая концентрация нейтронов будет существовать в областях с низкой плотностью, что допускает протекание альтернативных процессов формирования ядер. Тогда вместо реакции ${}^7\text{Li}(p, \alpha){}^4\text{He}$ допустимо образование ${}^8\text{Li}$ (радиоактивного элемента с периодом полураспада 0,8 с), и если до

его распада происходят столкновения с ядрами гелия, то образуется ^{11}B :



Кроме того, ^{11}B может возникнуть посредством ${}^7\text{Li}({}^3\text{H}, n){}^9\text{Be}({}^3\text{H}, n){}^{11}\text{B}$. Как видно, на этом пути можно получить значительное количество бериллия, бора и, как следствие, углерода и азота, а также реально таким путем синтезировать элементы вплоть до ${}^{22}\text{Ne}$ [54]. Не отвергается также возможность первоначального r -процесса (см. разд. 3) с образованием очень тяжелых изотопов ($A > 60$) [55].

3. ОБРАЗОВАНИЕ ТЯЖЕЛЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

Как уже отмечалось, в отличие от наиболее легких элементов периодической системы, остальные химические элементы не могут формироваться на самой ранней стадии развития Вселенной, поскольку тепловой энергии частиц оказывается недостаточно для протекания реакции синтеза тяжелых элементов. Дальнейшее формирование элементов происходит внутри звезд и непосредственно связано с их эволюцией и генерацией ими энергии путем слияния легких ядер в более тяжелые. Однако на этом пути невозможно образование ядер тяжелее группы железа (Fe–Co–Ni). Причина в том, что среди всех элементов железо обладает наибольшей энергией связи в расчете на один нуклон, преодолеть железный барьер и образовать более тяжелые элементы путем слияния ядер становится уже невозможным.

Исследования химического состава элементов в метеоритах, атмосферах Солнца и звезд, межзвездном галактическом пространстве, в Земле и других планетах Солнечной системы говорит о том, что распространенность элементов и изотопов имеет некоторый универсальный (космический) вид [7, 56], представленный схематически на рис. 11 (см. также табл. 3). Распространенность элементов тяжелее гелия в целом экспоненциально уменьшается с ростом атомной массы A в области $A < 100 \div 120$ и при $A > 120$ остается почти постоянной. Это связано с различием механизмов образования элементов. Однако имеются некоторые особенности — характерные пики и провалы. Исключительно малой распространенностью обладают очень легкие элементы Li, Be и B (в 300 раз меньше, чем распространенность значительно более тяжелого кальция). Достаточно большую распространенность имеют изотопы с $A = 2Z = 2N$ — углерод ${}^{12}_6\text{C}$, кислород ${}^{16}_8\text{O}$, неон ${}^{20}_{10}\text{Ne}$, магний ${}^{24}_{12}\text{Mg}$, кремний ${}^{28}_{14}\text{Si}$ и последующие элементы вплоть до кальция ${}^{40}_{20}\text{Ca}$. Наблюдается спад в районе скандия и высокий «железный» максимум группы железа Fe–Co–Ni. Этот максимум коррелирует с максимумом на кривой энергии связи в области $A = 50 \div 60$ (при 8,8 МэВ/нуклон). При $A > 100-120$

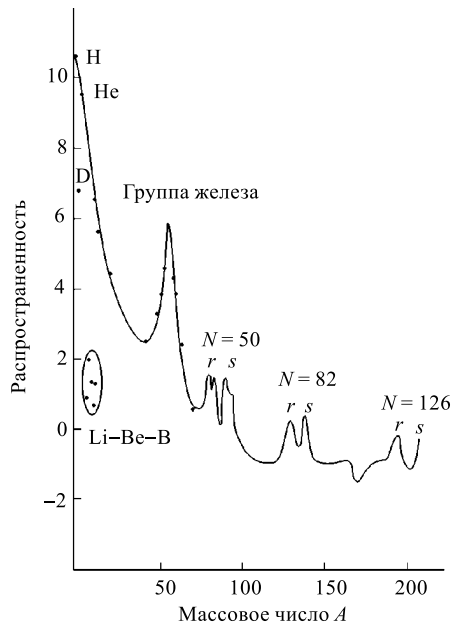
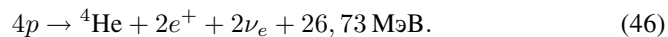


Рис. 11. Схематичное изображение наблюдаемой (космической) распространенности элементов (нормированной так, что распространенность кремния $[\text{Si}] = 10^6$ атомов) как функции массового числа A (шкала логарифмическая). Двойные максимумы, лежащие вблизи магических нейтронных чисел (N) 50, 82, 126, обусловлены r - и s -процессами. Хорошо виден «железный» максимум в области Fe–Co–Ni, отвечающий максимальной энергии связи. В области $A > 120$ видна смена экспоненциальной A -зависимости распространенности на почти полную (в среднем) независимость от A

зависимость достаточно слабая, однако наблюдаются несколько двойных максимумов: один компонент которых лежит в области магических нейтронных чисел 50, 82 и 126 соответственно, а другой — примерно на 10–15 массовых чисел ниже (рис. 11). Эти особенности также отражают два различных механизма образования тяжелых элементов, и они находят свое объяснение в теории за счет s - и r -процессов. В образовании тяжелых элементов важную роль играет процесс захвата нейтрона ядром и ядерный β -распад (см. [7, 56]). Понимание генезиса тяжелых элементов дает ключ к определению возраста Вселенной посредством космических хронометров [57]. Возраст Вселенной является одним из граничных условий для построения космологических моделей.

3.1. Образование элементов на Солнце. Согласно современным представлениям все звезды, в том числе и наше Солнце, генерируют излучаемую световую энергию посредством реакции ядерного синтеза [8, 58]. Основной процесс в такого сорта реакциях — слияние ядер водорода — происходит путем формирования в конечном итоге из четырех протонов ядра ${}^4\text{He}$ (α -частицы):



Это может осуществляться двумя путями: один — pp -цикл (или водородный) [59], другой — CNO-цикл (или углеродный) [60]. Первый этап pp -цикла

Таблица 3. Космическая распространенность наиболее обильных элементов, нормированная на распространенность Si [Si] = 10⁶ атомов (по Крамеру, 1982)

Номер	Элемент	Масса, а. е. м.	Распространенность	
			по числу атомов	по массе
1	H	1,0087	2,66 · 10 ¹⁰	0,774
2	He	4,0024	1,80 · 10 ⁹	0,208
6	C	12,01	1,11 · 10 ⁷	3,8 · 10 ⁻³
7	N	14,01	2,31 · 10 ⁶	9,3 · 10 ⁻⁴
8	O	16,00	1,84 · 10 ⁷	8,5 · 10 ⁻³
10	Ne	20,21	2,60 · 10 ⁶	1,5 · 10 ⁻³
11	Na	22,99	6,00 · 10 ⁴	4,0 · 10 ⁻⁵
12	Mg	24,31	1,06 · 10 ⁶	7,4 · 10 ⁻⁴
13	Al	26,98	8,50 · 10 ⁴	6,6 · 10 ⁻⁵
14	Si	28,09	1,00 · 10 ⁶	8,1 · 10 ⁻⁴
16	S	32,06	5,00 · 10 ⁵	4,6 · 10 ⁻⁴
18	Ar	36,28	1,06 · 10 ⁵	1,1 · 10 ⁻⁴
20	Ca	40,08	6,25 · 10 ⁴	7,2 · 10 ⁻⁵
24	Cr	51,97	1,27 · 10 ⁴	1,9 · 10 ⁻⁵
25	Mn	54,94	9,30 · 10 ³	1,5 · 10 ⁻⁵
26	Fe	55,85	9,00 · 10 ⁵	1,4 · 10 ⁻³
28	Ni	58,73	4,78 · 10 ⁴	8,1 · 10 ⁻⁵

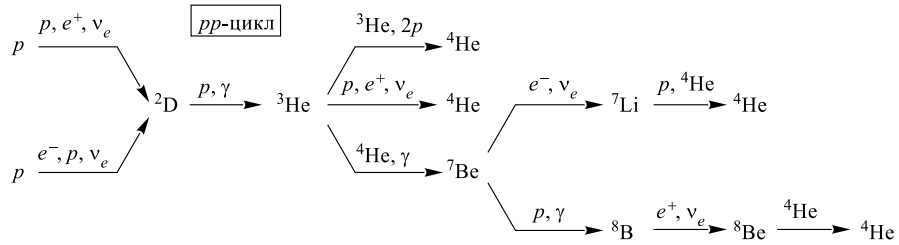


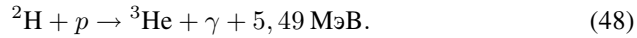
Рис. 12. Схема преобразования протонов в pp-цикле. После синтеза ³He процесс распадается на три звена. В pp-цикле производится 98,4% солнечной энергии

(рис. 12) состоит в слиянии водорода в дейтерий (²H или ²D):



Эта реакция происходит с вероятностью 99,6%. Кроме того, с вероятностью 0,4% имеет место процесс $p + e^- + p \rightarrow {}^2\text{H} + \nu_e$. Превращение дейтерия в

гелий одинаково в обоих случаях:



С вероятностью 85 % два ядра ${}^3\text{He}$ сливаются далее прямо в ${}^4\text{He}$:

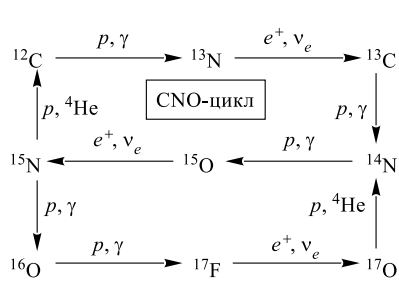
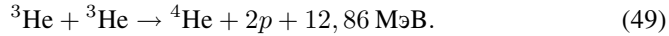
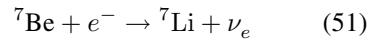


Рис. 13. Схема CNO-цикла. Водород «перегорает» в гелий с C, N и O в роли катализатора. CNO-цикл ответствен за образование 1,6 % солнечной энергии

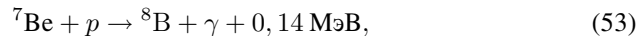
Последующие реакции опять происходят несколькими путями. С вероятностью 15 % в pp -II-процессе образуется гелий. Сначала с вероятностью 90 % в реакции



образуется ${}^7\text{Li}$ в основном состоянии и испускается нейтрино с энергией 862 кэВ. Формирование лития в возбужденном состоянии (с вероятностью 10 %) сопровождается испусканием нейтрино с энергией 384 кэВ. На следующем этапе синтезируется гелий:



При условии, что ${}^7\text{Be}$ уже образован, этот pp -II-процесс идет с вероятностью 99,98 %. Имеется также возможность протекания реакции через рождение ${}^8\text{B}$ (pp -III-процесс), а не ${}^7\text{Li}$:



который далее подвергается β^+ -распаду:

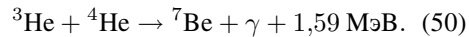


${}^8\text{Be}$ посредством α -распада переходит в гелий:

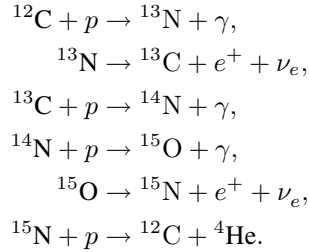


Второй путь генерации энергии — CNO-цикл — обеспечивает образование только 1,6 % полной энергии Солнца. Основные этапы реакции идут с

Помимо того, ${}^4\text{He}$ может формироваться с вероятностью $2,4 \cdot 10^{-5} \%$ в процессе ${}^3\text{He} + p \rightarrow {}^4\text{He} + \nu_e + e^+ + 18,77 \text{ МэВ}$. В альтернативной реакции образуется ${}^7\text{Be}$:



участием более тяжелых элементов — углерода, азота и кислорода в качестве катализаторов:



Этот процесс и его вспомогательный цикл, идущий через образование фтора, показаны на рис. 13.

На рис. 14 показана температурная зависимость вкладов обоих циклов в процесс генерации энергии [9]. Скорость выделения энергии в углеродном цикле с ростом температуры растет значительно сильнее (как T^{24}), чем скорость выделения энергии в водородном цикле (как T^4). Это связано в конечном счете с тем, что сечение фундаментальной для водородного цикла реакции (слабого) образования дейтерия (47) $p + p \rightarrow \text{H}^2 + e^+ + \nu_e$ ограничено сверху малой величиной (10^{-23} б). Поэтому уже при температурах вещества 10^7 К скорость выделения энергии в водородном цикле достигает насыщения. Напротив, сечения реакций углеродного цикла ограничены сверху типично ядерными сечениями (10^{-2} б), уменьшенными на порядок величины константы электромагнитного взаимодействия $\alpha = 1/137$, т. е. сечениями порядка 10^{-4} б. Скорости выделения энергии в водородном и углеродном циклах на Солнце сравниваются при температуре примерно $13 \cdot 10^6$ К [61]. На Солнце главным является pp -цикл.

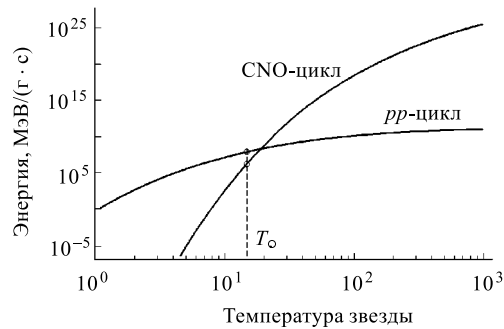
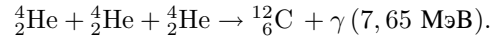


Рис. 14. Зависимость вкладов pp - и CNO-циклов в процесс генерации энергии от температуры в центре звезды. Вклад pp -цикла доминирует на Солнце, тогда как CNO-цикл становится доминирующим при температурах выше $2 \cdot 10^7$ °С

3.2. Образование элементов в массивных звездах. Самой протяженной фазой в жизни звезды является фаза горения водорода, рассмотренная выше на примере Солнца. После того как во внутренней области звезды выгорает

весь водород, приостанавливается выделение энергии, которое противодействовало гравитационному давлению. Звезда начинает сжиматься, внутри нее возрастает давление и, как следствие, температура. Когда плотность достигает примерно 10^6 г/см³, а температура 10^8 К, начинается сгорание гелия в реакции тройного соударения α -частиц:

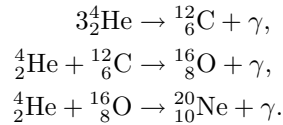


Сначала две α -частицы объединяются на очень короткое время (10^{-16} с) в нестабильное ядро изотопа бериллия: ${}^4_2\text{He} + {}^4_2\text{He} \rightarrow {}^8_4\text{Be}$, с которым тем не менее успевает прореагировать еще одна α -частица:



Важность этой реакции для происхождения химических элементов заключается в том, что близко к энергии 7,37 МэВ, необходимой для распада углерода на $\alpha + {}^8_4\text{Be}$, расположен уровень ядра ${}^{12}_6\text{C}$ (с энергией возбуждения 7,65 МэВ), который делает реакцию (56) резонансной [61].

После значительно более короткого времени (по сравнению с фазой горения водорода) гелий в коре звезды переплавляется главным образом в углерод, кислород и неон:



Затем тот же цикл (т.е. сжатие, сопровождающееся возрастанием температуры) ведет уже к воспламенению углерода. При этом различные фазы горения могут существовать какое-то время одновременно, но те, что отвечают меньшим температурам, смещаются от центра к поверхности звезды (рис. 15). Начиная с горения углерода:



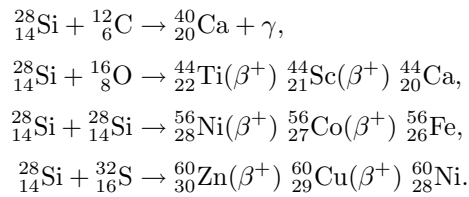
доминирующим процессом потери энергии становится испускание нейтрино. При $T \geq 10^8$ К испускание нейтрино происходит главным образом за счет фотонейтринного процесса $\gamma + e^- \rightarrow e^- + \nu + \bar{\nu}$, e^+e^- -аннигиляции $e^+ + e^- \rightarrow \nu + \bar{\nu}$ и так называемого урка-процесса $(Z, A) + e^- \rightarrow (Z-1, A) + \nu_e$, $(Z-1, A) + e^+ \rightarrow (Z, A) + \bar{\nu}_e$.

Наблюдаемые распространенности ядер ${}^{20}_{10}\text{Ne}$, ${}^{23}_{11}\text{Na}$ и ${}^{24}_{12}\text{Mg}$ хорошо согласуются с рассчитанными на основе сгорания С (при $T \approx 10^9$ К), что

подтверждает их «углеродное» происхождение [61]. Вслед за углеродом по мере возрастания температуры (что необходимо для преодоления кулоновского барьера) кислород начинает перегорать главным образом в кремний и серу:



После выгорания кислорода ядро звезды вновь сжимается и разогревается до $T \approx 3 \cdot 10^9$ К. Начинается заключительный этап термоядерной эволюции. Завершающими реакциями в этой цепи является перегорание кремния в никель и железо, например, путем реакций [61, 62]:



Перегорание кремния (а также других ядер) в меньшей степени похоже на слияние ядер. Это, скорее, процессы фоторасщепления (температура тепловых фотонов $T \approx 3 \cdot 10^9$ К соответствует энергии 0,86 МэВ), определяющим из которых является фоторасщепление ${}^{28}\text{Si}$ ($\gamma + {}^{28}_{14}\text{Si} \rightarrow {}^{24}_{12}\text{Mg} + {}^4_2\text{He}$) как наиболее устойчивого к данной диссоциации элемента. В результате вновь возникают свободные α -частицы, протоны и нейтроны, с помощью которых уже образуются из кремния более тяжелые элементы (${}^4_2\text{He} + {}^{28}_{14}\text{Si} \rightarrow {}^{32}_{16}\text{S} + \gamma$ и т. д.). По мере фоторасщепления ${}^{28}\text{Si}$ продолжается выделение энергии и возрастание температуры, все большее значение приобретают изотопы группы железа. Устанавливается химическое равновесие между реакциями сильного (вызванного n, p, α, \dots) и электромагнитного взаимодействий. Такое равновесие наступает при $T \approx 3,5 \cdot 10^9$ К. Этот процесс носит название α -процесса (его можно представить как перераспределение α -частиц между различными изотопами), поскольку наибольшие концентрации в таком равновесном состоянии имеют « α -частичные» изотопы, такие как ${}^{28}\text{Si}$, ${}^{32}\text{S}$, ${}^{36}\text{Ar}$, ${}^{40}\text{Ca}$, ${}^{56}\text{Ni}$ и др. Возникшая в это время распространенность элементов определяется главным образом ${}^{56}\text{Ni}$, а позднее (при более высоких температурах) ${}^{54}\text{Fe}$. Последний процесс горения продолжается около суток (табл. 4), тем самым завершаются все фазы гидростатического горения звезды. Дальнейшее образование энергии за счет слияния элементов уже невозможно, так как для элементов в области железа достигается максимум энергии связи, и дальнейший синтез ядер уже сопровождался бы не выделением, а поглощением энергии.

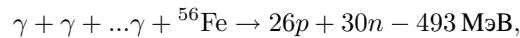
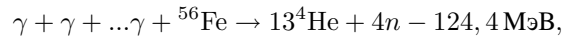
Таблица 4. Гидродинамические фазы горения на стадии эволюции звезд [56]

Топливо	$T, 10^9 \text{ К}$	Основной продукт	Время горения для $25M_{\odot}$	Процесс охлаждения
^1H	0,02	$^4\text{He}, ^{14}\text{N}$	$7 \cdot 10^6$ лет	Фотоны Нейтрино
^4He	0,2	$^{12}\text{C}, ^{16}\text{O}, ^{22}\text{Ne}$	$5 \cdot 10^5$ лет	Фотоны
^{12}C	0,8	$^{20}\text{Ne}, ^{23}\text{Na}, ^{24}\text{Mg}$	600 лет	Нейтрино
^{20}Ne	1,5	$^{16}\text{O}, ^{24}\text{Mg}, ^{28}\text{Si}$	1 год	Нейтрино
^{16}O	2,0	$^{28}\text{Si}, ^{32}\text{S}$	180 сут	Нейтрино
^{28}Si	3,5	$^{54}\text{Fe}, ^{56}\text{Ni}, ^{52}\text{Cr}$	1 сут	Нейтрино

Число фаз горения, которые проходит звезда, зависит от ее массы. Так, коричневые карлики — звезды, массы которых не превышают $0,08M_{\odot}$ — не достигают температур, необходимых для начала слияния водорода. Звезды, массы которых больше $8M_{\odot}$, проходят все фазы горения, вплоть до железа. Такие звезды в конечном итоге имеют маленькое плотное железное ядро и протяженную оболочку, состоящую главным образом из водорода. Области горения формируют одну за другой оболочки, и внутренность звезды напоминает лукообразную структуру (рис. 15).

Поскольку звезды имеют изначально разные массы и химический состав, то фаза «спокойного» гидростатического горения у них может заканчиваться на разных изотопах (до железа), которые в этом случае накапливаются. В результате при взрывах сверхновых в межзвездное пространство могут выбрасываться практически все изотопы, фигурировавшие на промежуточных этапах эволюции звезд.

3.3. Превращения элементов при коллапсе и взрыве сверхновой. Если масса кора на заключительной фазе гидростатического горения массивных звезд превышает *предел Чандрасекара* $M_{\text{Ch}} \approx 1,2 \div 1,4M_{\odot}$, то давление газа электронов не может компенсировать гравитационное сжатие, и звезда переходит в стадию гравитационного коллапса — очень быстрого сжатия кора звезды с образованием в дальнейшем нейтронной звезды или черной дыры. Высвобождающаяся энергия вызывает возрастание температуры, что сопровождается увеличением энергии Ферми *вырожденного* электронного газа и ведет к процессам, когда уже ядра железной группы теряют устойчивость (в течение 10^{-6} с при $T \approx 7 \cdot 10^9$ К), например, за счет реакций фоторасщепления (идущих с поглощением энергии):



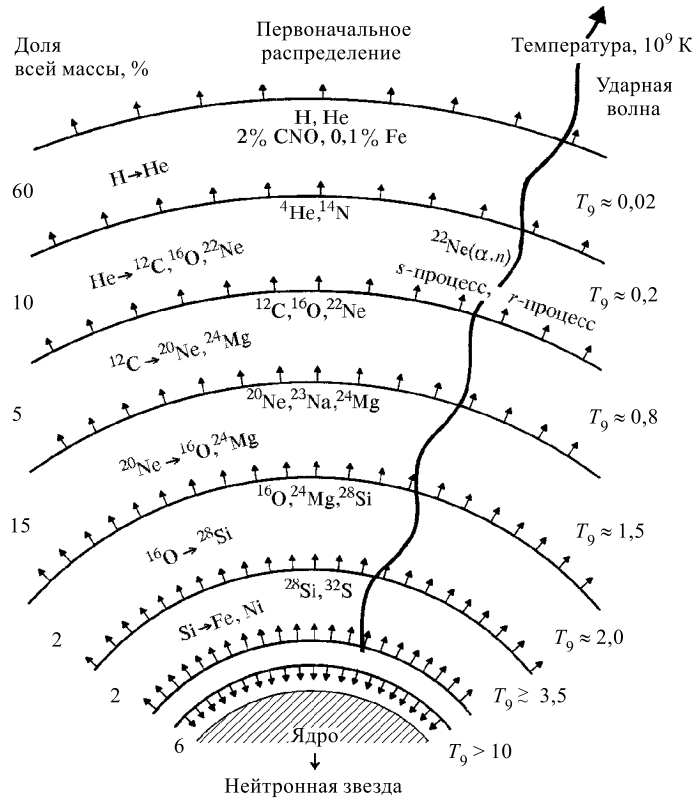
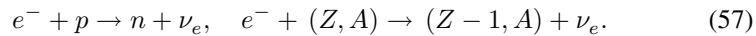


Рис. 15. Структура и развитие тяжелой звезды (масса $25M_{\odot}$). Во время фаз гидростатического горения оболочек звезды из некоторого начального состава вещества (главные компоненты которого показаны) образуются элементы с относительно большими атомными номерами, вплоть до Fe и Ni. Гравитационный коллапс кора ведет к образованию ударной волны и выбрасыванию примерно 95 % массы звезды в межзвездное пространство (вспышка сверхновой). Внешние слои подвергаются воздействию взрывной ударной волны, которая инициирует дальнейшие термоядерные реакции и (быстрое) образование наиболее тяжелых химических элементов (см. далее). Внутренний кор превращается в нейтронную звезду [56]

и к захвату электронов свободными протонами и тяжелыми ядрами:



Этим путем число электронов сильно уменьшается и кор очень быстро коллапсирует, поскольку именно вырожденные электроны способны противо-

стоять силам гравитации. Внешние слои звезды (рис. 15) практически не замечают этого коллапса. При этом в коре звезды образуются главным образом нейтроноизбыточные нестабильные ядра, которые распадаются на свободные нейтроны путем реакций типа $e^- + (Z, A) \rightarrow (Z - 1, A - 1) + n + \nu_e$, что приводит к *нейтронизации* звезды. При плотности $\rho \approx 5 \cdot 10^{11}$ г/см³ материя становится непрозрачной для нейтрино, они начинают поглощаться во внешних оболочках звезды, вызывая в последних термоядерные реакции.

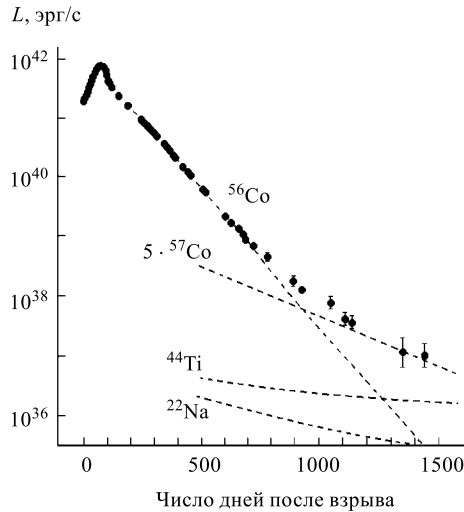


Рис. 16. Кривая блеска сверхновой SN 1987A. После длительного периода, связанного непосредственно с периодом полураспада ^{56}Co , другие изотопы (^{57}Co , ^{44}Ti и ^{22}Na) вместе с возможным пульсаром определяют поведение кривой блеска [64]

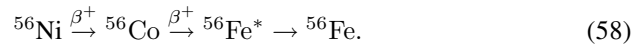
взрыв — вспышка сверхновой с выбросом значительной части вещества звезды в окружающее ее космическое пространство. Взрывы сверхновых характеризуются очень быстрым (несколько часов) возрастанием наблюдаемой яркости (блеска) до ее максимального значения, которая затем медленно (в течение недель или месяцев) уменьшается.

Оказывается, что наблюдаемые распространенности элементов в области железного пика удается объяснить, только приняв во внимание взрывы массивных звезд (т. н. сверхновых типа II). В этом случае фронт ударной волны вызывает сильное возрастание температуры в ядерных оболочках звезды. Например, в оболочке кремния температура составляет около 500 кэВ, в O- и Ne-оболочках — выше 100 кэВ, в H-оболочке — всего около 10 кэВ. Таким

После того как вещество в коллапсирующем коре достигает ядерных плотностей ($\rho > 10^{14}$ г/см³), ядерные силы становятся отталкивающими, материя перестает сжиматься и наступает фаза расширения. Расширяющаяся материя претерпевает столкновения со все еще прибывающим веществом, что вызывает ударную волну, которая обладает огромной энергией (порядка 10^{51} эрг) и проходит сквозь железный кор до поверхности звезды. Ударная волна ускоряется также за счет детонации ядерного горючего во внешних слоях — оболочках звезды. Основным процессом такого рода является $^{16}_8\text{O} + ^{16}_8\text{O} \rightarrow ^{32}_{16}\text{S} + \gamma$ (16,5 МэВ). Итак, когда отталкивание частиц останавливает коллапс, возникает ударная волна, которая, распространяясь наружу, вызывает срыв оболочек, и происходит мощный

образом, лишь для оболочек Si, Ne, O и He характерно взрывное горение, в то время как H-оболочка вряд ли успевает принять участие в процессах взрывного ядерного синтеза. Отсюда следует, что за доли секунды в недрах звезды рождаются элементы от Si до Fe, тогда как распространенности легких элементов (от O до Mg) изменяются незначительно [63].

Одним из наиболее важных астрономических событий 20-го в. была вспышка 23 февраля 1987 г. **сверхновой SN 1987A** [64] на расстоянии 150 000 св. лет в Большом Магеллановом Облаке. Впервые стало возможным исследование поведения сверхновой после взрыва во время последующего ее взаимодействия с межзвездной средой. Изменение характера излучения сверхновой SN 1987A со временем (кривая блеска) показано на рис. 16. Вначале кривая блеска определяется взаимодействием уходящей ударной волны с окружающей материей, а по истечении примерно четырех недель после взрыва — радиоактивными распадами образованных во время взрыва изотопов. Впервые были зарегистрированы две γ -линии при энергиях 847 и 1288 кэВ [65], которые являются характеристическими линиями распада ^{56}Co . По интенсивностям этих линий было оценено количество образованного во время взрыва ^{56}Fe — примерно $0,075 M_{\odot}$. По-видимому, при взрыве образуются по большей части дважды магические ядра ^{56}Ni . Это видно из последовательности распадов



Ядра ^{56}Co распадаются с полупериодом 77,1 сут, что хорошо совмещается с падением кривой блеска. Однако по истечении примерно 1000 сут становится ясно, что эта кривая отличается от чистой экспоненты, присущей распаду ^{56}Co [64]. Главную роль уже играют другие радиоактивные изотопы, в первую очередь, ^{57}Co (время жизни 392 сут) или ^{44}Ti (время жизни примерно 80 лет).

Итак, при взрывах сверхновых происходит синтез тяжелых элементов, которые затем выбрасываются в межзвездное пространство вместе с элементами, синтезированными на предыдущих стадиях эволюции звезд. Это определяет важнейшее космогоническое значение сверхновых.

4. СИНТЕЗ ЭЛЕМЕНТОВ ТЯЖЕЛЕЕ ЖЕЛЕЗА

Для образования элементов тяжелее железа фундаментальным процессом является захват нейтрона ядрами (A, Z) :



При этом определяющими являются как число имеющихся нейтронов, так и полупериоды β -распада образованных ядер (рис. 17).

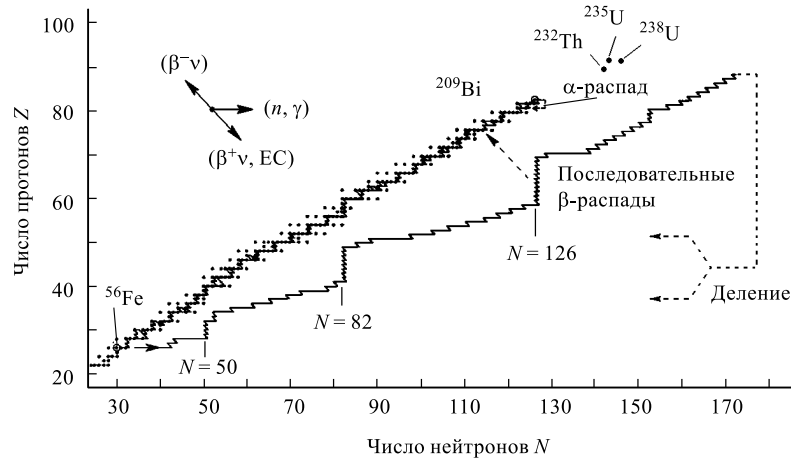


Рис. 17. Иллюстрация хода s - и r -процессов. Оба процесса определяются реакциями (n, γ) и β -распадом. В r -процессе после уменьшения плотности нейтронов богатые нейтронами ядра за счет β -распада возвращаются обратно к полуострову стабильных элементов (см. рис. 18). Таким путем можно достичь уранового острова. Медленный s -процесс протекает вдоль линии β -стабильности [9]

Захват нейтрона. Скорость реакции захвата нейтрона λ при плотности нейтронов n_n определяется выражением

$$\lambda = n_n \langle \sigma(v) v \rangle, \quad (60)$$

где усредненное сечение записывается в виде

$$\langle \sigma v \rangle (T) = \left(\frac{8}{m_N \pi} \right)^{1/2} (kT)^{-3/2} \int_0^\infty E \sigma(E) e^{-E/kT} dE. \quad (61)$$

Для нейтрон-ядерных реакций в области энергий $T \approx 10^9$ К значения сечений не известны, что приводит к модельно-зависимым предсказаниям. Однако при высоких температурах и больших нейтронных плотностях этого можно избежать, предполагая равновесие между (n, γ) - и (γ, n) -реакциями. В результате можно прийти к уравнению Саха для распространенностей двух изотопов:

$$\frac{n(A+1, Z)}{n(A, Z)} = \frac{n_n}{2} \left(\frac{\hbar^2}{2\pi m_N kT} \right)^{3/2} \frac{g_{A+1}}{g_A} e^{-B_n/kT}, \quad (62)$$

где g_{A+1} , g_A — статистические веса; B_n — энергия связи нейтрона. Рождаемые в звездах нейтроны очень быстро термализуются и вследствие этого

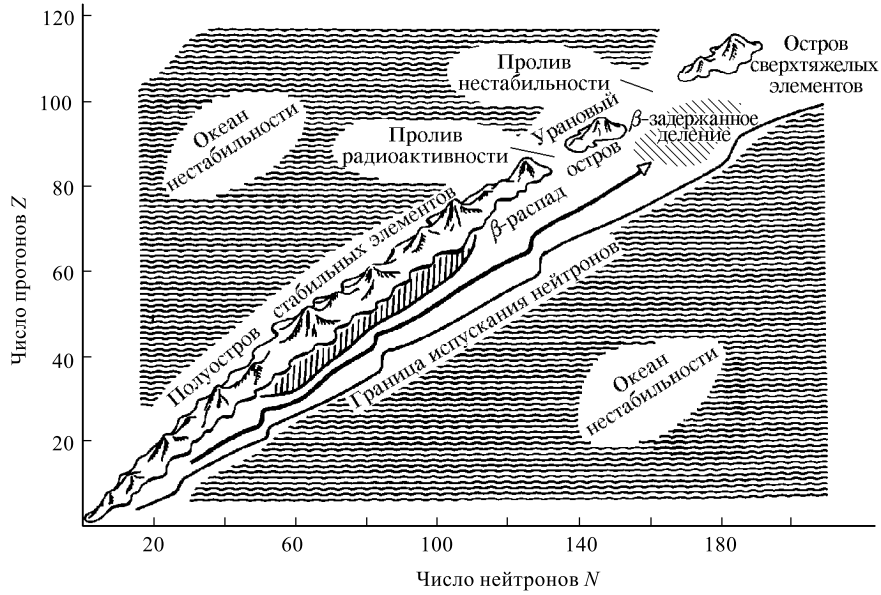


Рис. 18. Синтез элементов в r -процессе. Нуклиды, образующиеся в течение 0,4 с после взрыва сверхновых, лежат на r -пути (показан стрелой) в стороне от полуострова стабильности, вблизи границы испускания нейтронов, где энергия связи нейтрона стремится к нулю, т. е. ядра являются полностью насыщенными нейтронами. Бета-распадный берег зоны стабильности переходит в урановый остров. С ростом масс r -путь прерывается за счет β -задержанного деления, предотвращающего образование сверхтяжелых ядер. Особенности β -распада ядер между r -путем и линией β -стабильности (около 6000 нуклидов, большинство из которых невозможно синтезировать в лаборатории) оказывают значительное влияние на окончательное распределение стабильных нуклидов [56]

подчиняются распределению Максвелла–Больцмана. В предположении, что наиболее вероятная энергия $E_0 = kT$ и процесс протекает в горячей гелиевой оболочке звезды ($T = (0,1-0,6) \cdot 10^9$ К), получаем, что соответствующая область энергий лежит примерно при 30 кэВ.

Бета-распад. Для всех изобар (т. е. для изотопов с постоянным A) имеется наиболее стабильное ядро, содержащее число протонов

$$Z_0 = \frac{A}{1,98 + 0,015A^{2/3}}. \quad (63)$$

Множество таких ядер определяет линию стабильности на карте нуклидов (рис. 18). Чем дальше от линии стабильности расположен изотоп, тем сильнее

он подвержен β -распаду. Область очень богатых нейтронами ядер, важных для синтеза элементов, лежит в значительной мере за пределами современных экспериментов, поэтому ее описание опирается на теоретические экстраполяции [56]. Особенно важной для рождения легких элементов является зависимость периода полураспада ядер от температуры [66].

При малых плотностях нейтронов более вероятно, что образовавшееся ядро в случае его нестабильности распадется до захвата следующего нейтрона. Иными словами, время жизни ядра $\tau_{n\gamma}$ до захвата нейтрона намного превышает время жизни ядра τ_β до β -распада. По этой причине данный процесс называется медленным, или *s-процессом*. Наоборот, при очень больших нейтронных плотностях, прежде чем произойдет β -распад, ядро успевает захватить несколько нейтронов. Такой процесс известен как быстрый, или *r-процесс* (рис. 17). Кроме того, существует третий процесс (*p-процесс*), ответственный за формирование обедненных нейтронами ядер путем, например, (*p, n*)- или (γ, n)-реакций [67].

4.1. s-процесс. Полупериоды β -распадов ядер, близких к линии стабильности, составляют обычно несколько дней или лет, поэтому время жизни $\tau_{n\gamma}$ должно, соответственно, превышать эти значения. Оценку нейтронных плотностей можно получить на базе характерного сечения реакций при 30 кэВ, которое составляет 0,1 б (или 10^{-25} см²) и скорости нейтронов $v = 3 \cdot 10^8$ см/с. С учетом соотношения $\tau_{n\gamma} n_n = \langle \sigma v \rangle^{-1}$ и времени жизни ядра до захвата нейтрона, равного 10 годам, плотность нейтронов $n_n \approx 10^8$ см⁻³ [9]. Поскольку в данной ситуации β -распад является доминирующим, образующиеся ядра располагаются вдоль линии β -стабильности, не сильно удаляясь от нее. За счет интенсивного α -распада *s*-процесс останавливается на последнем из стабильных ядер — ядре ²⁰⁹Bi (рис. 17).

Количественные оценки ожидаемой распространенности изотопа N_A имеют вид [8]

$$\frac{dN_A}{dt} = n_n(t)N_{A-1}(t) \langle \sigma v \rangle_{A-1} - n_n(t)N_A(t) \langle \sigma v \rangle_A - \lambda_\beta(t)N_A(t). \quad (64)$$

Первое слагаемое соответствует образованию данного изотопа путем захвата нейтронов, поток которых пропорционален их плотности n_n . Остальные слагаемые описывают убыль изотопа либо за счет захвата еще одного нейтрона, либо за счет β -распада. Переменные в уравнениях (64) являются функциями времени благодаря зависимости отдельных процессов от температуры. Обычно считают температуру в *s*-процессе постоянной и используют следующие начальные условия: $N_A(0) = N_{56}(0)$ для $A = 56$ и $N_A(0) = 0$ для $A > 56$, т. е. изотоп ⁵⁶Fe играет роль исходного («затравочного») ядра. В этом случае решения уравнений являются саморегулирующимися в том смысле, что они

стремятся к локальному равновесию:

$$\sigma_A N_A = \sigma_{A-1} N_{A-1} = \text{const}, \quad (65)$$

которое, однако, имеет место не на всем протяжении между Fe и Bi. Хотя равновесие в значительной мере поддерживается в окрестности плато, оно нарушается вблизи полностью заполненных нейтронами оболочек. Когда время жизни ядер до захвата нейтрона становится примерно равным времени жизни до β -распада, s -процесс перестает работать.

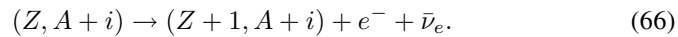
Наблюдаемые распространенности элементов указывают на антикорреляцию между распространенностями s -элементов и сечением захвата нейтронов [9]. Это и понятно, поскольку изотопы с большими сечениями захвата трансформируются быстрее, что приводит к их малой распространенности. Изучение космических распространенностей элементов, полученных в результате s -процесса, согласуется с теоретическими предсказаниями с погрешностью 3% [68]. Однако не следует забывать, что некоторые изотопы могут образовываться также за счет r -процесса (см. ниже).

В зависимости от разных уровней нейтронного потока рождение изотопов подразделяется на два основных класса: от циркония до висмута (основной s -процесс) и от железа до иттербия (слабый s -процесс). Характеристикой основного процесса является экспоненциальное во времени распределение нейтронов, что немедленно ставит вопрос о месте протекания s -процесса. Принято считать, что это происходит во время горения гелиевой оболочки красных гигантов с промежуточной массой (3–6) M_{\odot} [68]. Предполагается, что в таких звездах имеется CNO-кор, окруженный конвекционной оболочкой, где происходит горение водорода. Возникающий при этом гелий перетекает на кор до тех пор, пока при достаточно большом давлении не воспламенится тонкая оболочка гелия. Это приводит к расширению звезды, что обуславливает прекращение горения водорода. Как только горение гелия останавливается, звезда сжимается и горение водорода возобновляется. Данный процесс повторяется, причем с каждым разом оболочка горения гелия удаляется от кора и лишь слегка перекрывается с предыдущей оболочкой. В таких областях могут протекать повторяющиеся s -процессы.

Необходимые для протекания такого сорта реакций нейтроны образуются в процессах $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ и $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ [69]. Более того, за счет конвекционного перемешивания и выноса s -элементов на поверхность звезды каждый новый цикл приносит дополнительный материал для горения в гелиевую оболочку. Такая картина подтверждается наблюдением технеция в ряде красных гигантов, что поддается объяснению лишь за счет перемешивания с более глубокими слоями. Образование s -элементов допустимо и в звездах с малой массой, в которых возможно пульсирующее горение гелия. В результате s -процесса образуются изотопы с очень большим диапазоном периодов полураспада.

4.2. p -процесс. Исходя из астрофизических рассмотрений, наиболее вероятным местом образования тяжелых, *обедненных нейтронами* изотопов ($Z \geq 34$), которые не могли сформироваться путем последовательного присоединения нейтронов (т. н. обойденные ядра), по-видимому, можно считать недра массивных звезд на поздних стадиях их эволюции. Тяжелые изотопы возникают там за счет (γ, n) -процессов фоторасщепления богатых нейтронами ядер при температурах $(2-3, 2) \cdot 10^9$ К. Двумя подходящими областями являются O–Ne-слой при взрыве сверхновых звезд типа II и зона гидростатического горения кислорода в фазе, предшествующей взрыву. Распределение s -элементов, образованных во время горения гелия, обычно рассматривается в качестве начального распределения ядер. Детальные вычисления достаточно неплохо воспроизводят 60 % распространенностей всех p -элементов в Солнечной системе [70]. Другой путь формирования обойденных ядер возможен под действием потока нейтринного излучения от коллапсирующего ядра звезды или в каких-либо других неравновесных процессах.

4.3. r -процесс. Для того чтобы захваты нескольких нейтронов были более вероятными, чем β -распад, время жизни $\tau_{n\gamma}$ должно быть порядка 10^{-3} с, что возможно только при очень большой плотности нейтронов: $n_n \approx 10^{20}$ см $^{-3}$. Такие плотности достижимы только в сценариях со взрывом сверхновых, поэтому r -процесс, по-видимому, доминирует в подобного рода событиях [56, 71, 72]. При быстром захвате нейтронов ядро может покинуть линию β -стабильности на 10–20 единиц, прежде чем процессы β -распада начнут играть заметную роль (рис. 17 и 18). В «классическом» r -процессе предполагается, что (n, γ) – (γ, n) -равновесие имеет место вдоль горизонтальной линии (рис. 17), пока доминирующей реакцией не станет β -распад («приближение состояния ожидания»). Ядро $(Z, A + i)$, где i обозначает число захваченных нейтронов, находится в состоянии ожидания, при котором дальнейшее его преобразование может осуществляться только путем β -распада:



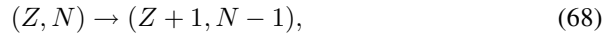
Образовавшееся дочернее ядро случайным образом захватывает еще j нейтронов и превращается в ядро $(Z + 1, A + i + j)$, достигая нового состояния ожидания. Так возникает « r -путь», который представляет собой график зависимости числа нейтронов N в богатых нейтронами ядрах от числа протонов Z в них. Распространенность изотопа вдоль r -пути определяется уравнением

$$\frac{dN_Z(t)}{dt} = \lambda_{Z-1}(t)N_{Z-1}(t) - \lambda_Z(t)N_Z(t), \quad (67)$$

решение которого также стремится к равновесию. Однако, в отличие от s -процесса, где распространенность элементов коррелирует с обратным сечением захвата нейтрона σ_A , распространенность r -элементов коррелирует с

полупериодом β -распада в состоянии ожидания с зарядом Z . Эффект становится особенно заметным вблизи магических нейтронных чисел. В этом случае энергии связи нейтрона особенно малы, что сопровождается малостью сечения захвата нейтрона и относительно большими значениями полупериода β -распада, что, в свою очередь, приводит к затруднению протекания r -процесса.

Если произойдет распад типа



ядро все равно остается относительно стабильным, поскольку оно по-прежнему обладает почти магическим нейтронным числом. Как следствие, наблюдается медленный рост Z до тех пор, пока ядро не подойдет достаточно близко к линии β -стабильности, когда вероятности захвата нейтронов вновь превысят скорости β -распада. Благодаря большому времени ожидания изотопы, близкие к магическим нейтронным числам, обладают относительно большой распространенностью. Однако при равном числе нейтронов число протонов в начальных ядрах значительно уступает числу протонов в s -процессе (s -процесс протекает «по диагонали», тогда как r -процесс — «по горизонтали»). Поэтому максимумы в распределении стабильных конечных ядер от r -процесса располагаются на 10–15 массовых единиц ниже магических чисел и, следовательно, ниже максимальных распространенностей s -элементов.

Ход r -процесса и соответствующие состояния ожидания определяются несколькими параметрами, такими как температура, плотность нейтронов, энергия связи и полупериод β -распада. Чем выше плотность нейтронов, тем на более богатых нейтронами ядрах прекращается r -процесс, в то время как увеличение температуры дает противоположный эффект. Поскольку энергия связи нейтронов входит экспоненциально в условие равновесия (n, γ) - и (γ, n) -процессов (62), эта энергия оказывает существенное влияние на состояние ожидания. Однако определение энергии связи требует знания массовой формулы для ядер, далеких от области стабильности и по этой причине недоступных в лабораторных условиях. Тем самым результат оказывается очень чувствительным к теоретической экстраполяции в эту область.

Если в какой-то момент нейтронный поток затухает, то образовавшиеся до этого ядра распадаются за счет β -распада и смещаются обратно в направлении линии стабильности. Полупериоды β -распада ядер, лежащих далеко от линии стабильности, в большинстве случаев не измерялись в лабораторных условиях и поэтому должны вычисляться теоретически. Лишь недавно в рамках микроскопического подхода удалось значительным образом продвинуться в этой области [75–77]. Периоды β -распада определяют как массовую область, в которой протекает r -процесс, так и распространенности возникающих изотопов, а также скорости образования элементов для космического

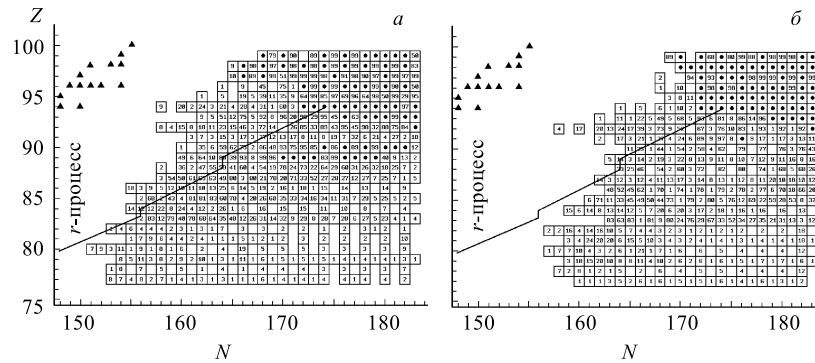


Рис. 19. Вероятности β -задержанного деления ядер, вычисленные на основе массовых формул из [73] (а) и [74] (б), а также ход r -процесса [75]. Дочерние ядра, образующиеся при β^- -распаде, отмечены вероятностью деления P_f (в процентах). Темные кружки обозначают ядра с $P_f = 100\%$, треугольники — β -стабильные ядра

хронометрирования (см. ниже). Массы, на которых прекращается r -процесс, зависят от параметров ядерной физики, поскольку важную роль играют такие реакции, как β -задержанное деление ядер и задержанное излучение нейтрона [57,75,76] (рис. 19, см. также рис. 18) Окончание r -процесса ожидается при $A \approx 270$, причем данное заключение в довольно широком диапазоне не зависит от высоты барьеров деления, используемой в вычислениях [75].

Для очень тяжелых ядер на пути к линии стабильности вероятность спонтанного деления может превысить вероятность β -распада. Высота барьера деления определяет также возможность образования сверхтяжелых ядер [75], которые ожидаются вблизи протонного ($Z = 114$) и нейтронного ($N = 184$) магических чисел.

Классическая картина r -процесса берет свое начало от ядер железа, используемых в качестве «семян» для последующего построения более тяжелых элементов. Считалось, что протекание r -процесса имеет место во внешних слоях нейтронных звезд, возникающих при взрывах сверхновых. Однако при этом упускалась роль когерентного упругого рассеяния нейтрино на ядрах железа [78], что приводило к увеличению плотности нейтрино и (благодаря росту скорости реакции $\nu n \rightarrow ep$) к уменьшению плотности нейтронов. Обычным результатом вычислений такого рода является значительное перепроизводство r -элементов [71].

Модель взрывного горения гелия работает, по-видимому, лучше [57, 79], несмотря на то, что многие ее аспекты остаются до конца не выясненными. Расходящаяся ударная волна приблизительно за 0,5 с создает в оболочке горения гелия очень высокую плотность нейтронов, что делает возможным

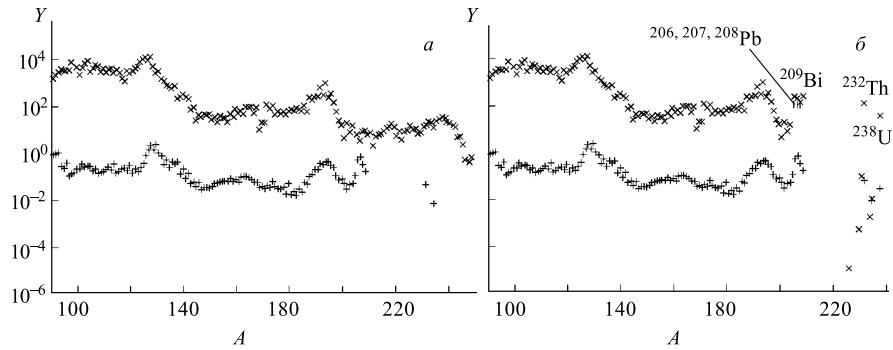


Рис. 20. *a*) Распространенности стабильных элементов как функции массового числа A (нормированные так, что распространенность кремния $[\text{Si}] = 10^6$ атомов). Прямые крестики — распространенности r -элементов на Солнце; косые крестики — распространенности, полученные в результате β -распада элементов, возникших в r -процессе во время взрывного горения гелия. *б*) То же, что на рис. *a*, но с учетом последующих α -распадов тяжелых β -стабильных ядер спустя 10^{10} лет после взрыва сверхновой [57]

протекание r -процесса. Поставщиком нейтронов является в основном реакция $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$. В результате наблюдаемые распространенности элементов могут быть хорошо воспроизведены с учетом начального распределения, соответствующего модифицируемому при помощи CNO-цикла и s -процесса распределению элементов на Солнце (рис. 20) [56, 57].

В ряде моделей имеет место возврат к картине, когда r -элементы образуются главным образом *в недрах* сверхновых звезд. В этом случае образование r -элементов и их перенос на поверхность звезды осуществляются за счет разогретых нейтрино горячих пузырей [80].

5. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВОЗРАСТА ВСЕЛЕННОЙ С ПОМОЩЬЮ ИЗОТОПОВ

Некоторые из образованных в r - или s -процессах изотопов хорошо подходят для изучения хода эволюции химического состава и возраста нашей Галактики, а также возраста Вселенной. Как известно, во время первоначального нуклеосинтеза образовались только легкие ядра. После возникновения нашей Галактики (Млечный Путь) и завершения эволюции первого поколения звезд началось формирование более тяжелых элементов. Позднее «предсолнечное» облако (туманность, породившая Солнечную систему), подверглось сжатию и отделилось от общей химической эволюции Млечного Пути. Таким

образом, все тяжелые элементы в Солнечной системе возникли в результате ядерного синтеза до ее создания.

Оценку возраста Вселенной можно получить, исходя из теоретических расчетов процессов нуклеосинтеза, независимо от других данных, таких как возраст шаровых скоплений или расширение Хаббла. Для этой цели (аналогично использованию ^{14}C в археологии) применяется метод долгоживущих радиоактивных изотопов, который носит название *ядерной космохронологии* [56, 81]. Этот метод позволяет получить информацию о продолжительности периода ядерного синтеза и, следовательно, о возрасте Вселенной путем сравнения вычисленных отношений образованных в r -процессе долгоживущих нуклидов (космохронометров) с их отношениями, которые соответствуют времени образования Солнечной системы (по измерениям в метеоритах).

Предполагая известной продолжительность T синтеза r -ядер за счет взрывов сверхновых в Галактике, вплоть до момента изоляции предсолнечного облака, возраст Вселенной можно определить как

$$t_0 = (10^9 + T + \Delta + t_{\text{SS}}) \text{ лет}, \quad (69)$$

где $t_{\text{SS}} = (4,55 \pm 0,07) \cdot 10^9$ лет — возраст Солнечной системы; $\Delta \approx 10^8$ лет — интервал времени с момента изоляции предсолнечного облака (или последнего прохода спирального рукава Млечного Пути сквозь предсолнечное облако) до его конденсации. Величина 10^9 лет учитывает приблизительное время, прошедшее от Большого взрыва до начала r -процесса галактического ядерного синтеза. Для получения информации о времени T необходимо наблюдение ядер с периодом полураспада $T_{1/2} \gg \Delta$. Особенно удобными для этого являются изотопы ^{232}Th ($T_{1/2} = 14,05 \cdot 10^9$ лет) и ^{238}U ($T_{1/2} = 4,47 \cdot 10^9$ лет). Вместе с тем информация о последних событиях синтеза и значении Δ извлекается из рассмотрения более короткоживущих изотопов, например ^{244}Pu ($T_{1/2} = 8,26 \cdot 10^7$ лет) или ^{129}I ($T_{1/2} = 1,57 \cdot 10^7$ лет). Изотоп ^{235}U ($T_{1/2} = 7,04 \cdot 10^8$ лет) занимает промежуточное положение. Временной интервал T можно найти из выражения [57]

$$R_{ij} = \frac{Y_i^p / Y_j^p}{Y_{i,j}(T + \Delta) / Y_j(T + \Delta)}, \quad (70)$$

где Y_i^p и Y_j^p — скорости рождения двух хронометров в r -процессе; $Y_{i,j}(T + \Delta)$ — их распространенности во время конденсации предсолнечного облака.

Вообще говоря, для получения значения T необходимо сделать некоторые предположения относительно эволюции Галактики. Сначала рассмотрим грубое приближение, когда хронометры возникают в фиксированный момент времени t_n . Исходя из отношения скоростей образования $(^{232}\text{Th}/^{238}\text{U})_p =$

1,39, которое получено путем применения техники расчета микроскопической ядерной структуры для процессов ядерного синтеза [56,57], время свободного распада t_n можно определить по формуле

$$\left(\frac{^{232}\text{Th}}{^{238}\text{U}}\right)_p = \left(\frac{^{232}\text{Th}}{^{238}\text{U}}\right)_{\text{SS}} \frac{\exp(t_n \ln 2/T_{1/2}^{232})}{\exp(t_n \ln 2/T_{1/2}^{238})}, \quad (71)$$

откуда на момент начала ядерного синтеза получаем $t_n \approx 5,5 \cdot 10^9$ лет до времени конденсации Солнечной системы. Здесь отношение изотопов во время образования Солнечной системы $(^{232}\text{Th}/^{238}\text{U})_{\text{SS}} = 2,5 \pm 0,2$ (из данных исследования метеоритов) [81], оно хорошо согласуется с предположением о том, что после конденсации предсолнечного облака Солнечная система была замкнутой системой, и современное наблюдаемое отношение распространенностей $^{232}\text{Th}/^{238}\text{U} = 4,0 \pm 0,2$ определяется только последующим непрерывным распадом этих изотопов в метеоритах [82]. В результате данной простой оценки возраст Галактики составляет около $15,6 \cdot 10^9$ лет.

В основе более реалистичной модели непрерывного образования r -нуклидов при взрывах сверхновых лежат следующие предположения [56,82]:

1) непрерывный, экспоненциально убывающий со временем ядерный синтез характеризуется параметром T_R , который описывает уменьшение количества материи, принимающей участие в синтезе, посредством конденсации в белые карлики, нейтронные звезды, черные дыры и т. п.;

2) последний «пик» ядерного синтеза обусловлен последним «прохождением» спирального рукава (волны плотности) сквозь предсолнечное облако или сверхновой звездой, запускающей механизм сжатия предсолнечного облака, вклад которого составляет S -часть от общего галактического нуклеосинтеза;

3) наконец, промежуток времени Δ (от начала свободного распада изотопов до времени конденсации Солнечной системы) отстоит от сегодняшнего дня на $4,6 \cdot 10^9$ лет (рис. 21).

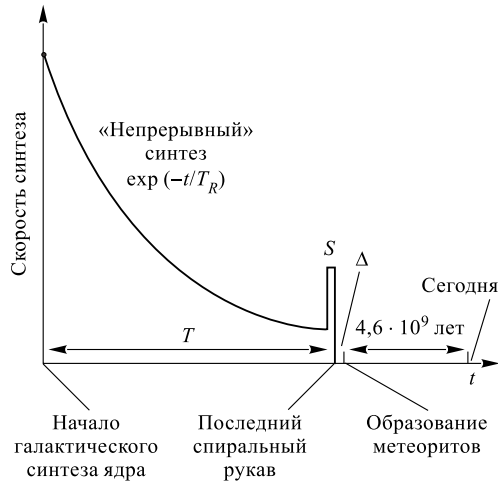


Рис. 21. Модель ядерного синтеза в нашей Галактике. Определения величин S , Δ , T и T_R даны в тексте

Таблица 5. Отношения скоростей образования хронометров в r -процессе и отношения распространенностей этих хронометров в момент конденсации Солнечной системы [56]

Отношение изотопов	В момент образования Y_i^p/Y_j^p	В момент конденсации Солнечной системы $Y_i(T + \Delta)/Y_j(T + \Delta)$
$^{232}\text{Th}/^{238}\text{U}$	1,39	$2,5 \pm 0,2$ $2,32$
$^{235}\text{U}/^{238}\text{U}$	1,24	$0,313 \pm 0,026$
$^{244}\text{Pu}/^{238}\text{U}$	0,12	$0,005 \pm 0,001$
$^{129}\text{I}/^{127}\text{I}$	—	$0,8 \div 2,3 \cdot 10^{-4}$

В рамках такой модели распространенность Y_i ядра i в момент времени $T + \Delta$ конденсации Солнечной системы зависит от скорости образования ядра Y_i^p в r -процессе, периода полураспада ядра τ_i и параметров T, S, T_R, Δ [57]. Следовательно, если известны четыре пары хронометров и отношения их скоростей образования Y_i^p/Y_j^p , а также их относительные распространенности $Y_i(T + \Delta)/Y_j(T + \Delta)$ в момент времени $T + \Delta$, то четыре параметра T, S, T_R, Δ определяются из системы четырех уравнений

$$\frac{Y_i(T + \Delta)}{Y_j(T + \Delta)} = \frac{Y_i^p}{Y_j^p} \frac{f(T, S, T_R, \Delta, \tau_i)}{f(T, S, T_R, \Delta, \tau_j)}. \quad (72)$$

Даже если «непрерывная» модель типа рассмотренной выше и будет приемлемой для описания времени до 10^8 лет перед началом конденсации Солнечной системы, возможность *нескольких* «пиков» в ядерном синтезе была бы желательной. Однако это требует хорошего экспериментального знания отношений большего числа хронометрических пар (см. табл. 5). Использование хронометрических пар $^{232}\text{Th}/^{238}\text{U}$, $^{235}\text{U}/^{238}\text{U}$, $^{244}\text{Pu}/^{238}\text{U}$, $^{129}\text{I}/^{127}\text{I}$ приводит к продолжительности нуклеосинтеза $(14,6_{-5}^{+2}) \cdot 10^9$ лет [57]. Эта величина представляет собой среднее значение двух результатов ($16,1 \cdot 10^9$ и $13,2 \cdot 10^9$ лет), полученных с использованием двух различных экспериментальных отношений $^{232}\text{Th}/^{238}\text{U}$ из табл. 5.

Таким образом, продолжительность ядерного синтеза чувствительна как к теоретической экстраполяции скоростей β -распада и ядерной массовой формуле для богатых нейтронами ядер, так и к экспериментальному определению распространенности хронометров в метеоритах [56, 57]. Из (69) следует, что возраст Вселенной составляет $(20,2_{-5}^{+2}) \cdot 10^9$ лет. Оценка на базе постоянной Хаббла приводит к возрасту Вселенной $t_0 = H_0^{-1} = 19,5 \cdot 10^9$ лет. Как видно,

хронометрические оценки лучше согласуются с меньшим значением постоянной Хаббла. Исследования шаровых скоплений дают для возраста Вселенной значения, лежащие между 14 и 20 миллиардами лет [83].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Применение достижений ядерной физики и физики частиц высоких энергий к изучению астрофизических явлений позволило построить современные (качественно согласующиеся с наблюдениями) теории образования, строения и эволюции звезд, теории взрыва сверхновых и образования пульсаров и *современную теорию образования химических элементов*.

Эти теории существенным образом опираются на следующие фундаментальные процессы: 1) превращение водорода в гелий путем водородного и углеродного циклов как источник энергии звезд главной последовательности;

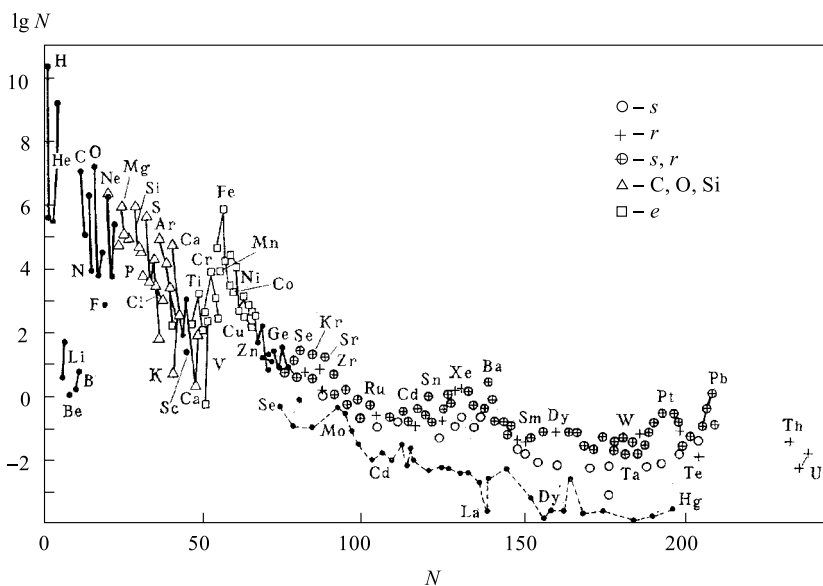


Рис. 22. Относительная распространенность нуклидов (N — число атомов, $\lg N_{\text{Si}} = 6$) в зависимости от атомной массы A . Изотопы одного и того же элемента соединены прямыми линиями. Различные символы указывают на основные процессы синтеза нуклидов — взрывное горение C, O и Si; медленный захват нейтронов (s -процесс); быстрый захват нейтронов (r -процесс); сравнимый вклад s - и r -процессов; ядерное статистическое равновесие (e - или α -процесс). Нуклиды, образующиеся в других процессах, отмечены точками. Штриховой линией соединены обойденные ядра (из [84])

2) совокупность гелиевых реакций ($3\frac{1}{2}\text{He} \rightarrow \frac{12}{6}\text{C}$) с выделением энергии и последующие за ними реакции перегорания углерода и кислорода в недрах массивных звезд; 3) образование элементов железного пика в корах звезд, находящихся на завершающей стадии звездной эволюции в условиях, близких к термодинамическому равновесию, при температурах $T \approx 3 \cdot 10^9$ К (непосредственно перед вспышкой сверхновой); 4) медленный процесс захвата нейтронов в выгоревших корах тяжелых звезд (т.е. в корах звезд, лишенных уже ядерного горючего); 5) быстрый процесс нейтронного захвата при вспышках сверхновых; 6) образование обойденных ядер в реакциях с участием протонов; 7) образование Li, Be и B в неравновесной плазме путем реакций скалывания; 8) нейтронизация кора звезды — превращение совокупности ядер и высокоэнергичных (вырожденных) электронов в нейтронную жидкость с небольшой примесью электронов и протонов; 9) испускание мощных потоков нейтрино и антинейтрино при коллапсе; 10) поджигание термоядерных реакций нейтринным излучением в вырожденном веществе звезд (и оболочках) при коллапсе их CNO-кора; 11) образование обойденных ядер в оболочках коллапсирующих звезд за счет нейтринного облучения [84].

На рис. 22 показана подробная картина распространенностей нуклидов с указанием основных процессов их образования.

Итак, массивные звезды самых первых поколений, завершившие свою эволюцию выбросом в космическое пространство переработанного в их недрах вещества, явились главным источником наблюдаемого богатого разнообразия изотопов в нашей Вселенной.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Peebles P. J. E.* Physical Cosmology. Princeton: Princeton Univ. Press, 1971.
2. *Schramm D. N., Wagoner R. V.* // Ann. Rev. Nucl. Sci. 1977. V. 27. P. 37.
3. *Boesgaard A. M., Steigman G.* // Ann. Rev. Astron. Astrophys. 1985. V. 23. P. 919.
4. *Pagal B. E. J.* Observational and Physical Cosmology / Ed. F. Sanchez et al. Cambridge: Cambridge University Press, 1992.
5. *Reeves H.* // Rev. Mod. Phys. 1994. V. 66. P. 193.
6. *Sarkar S.* // Rept. Prog. Phys. 1996. V. 59. P. 1493.
7. *Burbidge E. M. et al.* // Rev. Mod. Phys. 1957. V. 29. P. 547.
8. *Clayton D. D.* Principles of Stellar Evolution. N. Y.: McGraw-Hill, 1968.
9. *Rolfs C. E., Rodney W. S.* Cauldrons in the Cosmos. Chicago: University of Chicago Press, 1988.
10. *Wilson J. R., Rood H. J.* // Ann. Rev. Astron. Astrophys. 1994. V. 32. P. 191;
Copi C. J., Schramm D. N., Turner M. S. // Science. 1995. V. 267. P. 192.
11. *Кландор-Клайнротхаус Г. В., Штаудт А.* Неускорительная физика элементарных частиц. М.: Наука: Физматлит, 1997;
Кландор-Клайнротхаус Г. В., Цюбер К. Астрофизика элементарных частиц. М.: Изд-во УФН, 2000.

12. Audi G., Wapstra A. H. // Nucl. Phys. A. 1995. V. 595. P. 409.
13. Sky and Telescope. 1995. V. 9.
14. Skillman E., Kennicutt R. C. // Astrophys. J. 1993. V. 411. P. 655;
Skillman E. et al. // Astrophys. J. 1994. V. 431. P. 172;
Izotov Y. I., Thuan T. X., Lipovetsky V. A. // Ibid. V. 435. P. 647; Appl. J. Suppl. 1997. V. 108. P. 1.
15. Шама Д. В. Современная космология. М.: Мир, 1973.
16. Olive K. A., Steigman G. // Appl. J. Suppl. 1995. V. 97. P. 49;
Olive K. A., Skillman E., Steigman G. // Appl. J. Suppl. 1997. V. 483. P. 788;
Fields B. D., Olive K. A. // Astrophys. J. 1998. V. 506. P. 177.
17. Davidson K., Kinman T. D., Friedman S. D. // Astrophys. J. 1989. V. 97. P. 1591.
18. Olive K. A. Univ. of Minnesota preprint UMN-TH-1735/99; astro-ph/9901231;
Thomas D. et al. // Astrophys. J. 1993. V. 406. P. 569.
19. Olive K. A., Steigman G. // Appl. J. Suppl. 1995. V. 97. P. 49.
20. Walker T. P. et al. // Astrophys. J. 1991. V. 376. P. 51;
Smith M. S., Kawano L. H., Malaney R. A. // Astrophys. J. Suppl. 1993. V. 85. P. 219.
21. Kunde V. et al. // Astrophys. J. 1982. V. 263. P. 443;
Niemann H. B. et al. // Science. 1996. V. 272. P. 846.
22. Linsky J. L. et al. // Astrophys. J. 1993. V. 402. P. 694;
Linsky J. L. et al. // Astrophys. J. 1995. V. 451. P. 335.
23. McCullough P. R. // Astrophys. J. 1992. V. 390. P. 213.
24. Songaila A. et al. // Nature. 1994. V. 368. P. 599;
Rugers M., Hogan C. J. // Astrophys. J. 1996. V. 111. P. 2135;
Wampler E. J. et al. // Astron. Astrophys. 1996. V. 316. P. 33;
Webb J. K. et al. // Nature. 1997. V. 388. P. 250.
25. Tytler D., Fan X.-M., Burles S. // Nature. 1996. V. 381. P. 207;
Burles S., Tytler D. // Astrophys. J. 1996. V. 460. P. 584.
26. Burles S., Tytler D. // Astrophys. J. 1998. V. 499. P. 699; astro-ph/9712109;
Songaila A., Wampler E. J., Cowie L. L. // Nature. 1997. V. 385. P. 137.
27. Kolb E. W., Turner M. S. The Early Universe. N. Y.: Addison-Wesley Publ. Comp., 1990.
28. Bania T. M., Rood R. T., Wilson T. L. // Astrophys. J. 1997. V. 323. P. 30.
29. Balsaer D. S. et al. // Astrophys. J. 1994. V. 430. P. 667.
30. Denegri D., Sadoulet B., Spiro M. // Rev. Mod. Phys. 1990. V. 62. P. 1.
31. Jeffrey P. M., Anders E. // Geochim. Cosmochim. Acta. 1970. V. 34. P. 1175.
32. Dearborn D. S. P., Schramm D. N., Steigman G. // Astrophys. J. 1986. V. 302. P. 35.
33. Scully S. T. et al. // Astrophys. J. 1996. V. 462. P. 960;
Geiss J. Origin and Evolution of the Elements / Eds. N. Prantzos, E. Vangioni-Flam, M. Cassé. Cambridge: Cambridge University Press, 1993. P. 89.
34. Balsaer D. S. et al. // Astrophys. J. 1994. V. 430. P. 667;
Bania T. M. et al. // Appl. J. Suppl. 1997. V. 113. P. 353;
Gloeckler G., Geiss J. // Nature. 1996. V. 381. P. 210.
35. Rood R. T., Bania T. M., Wilson T. L. // Nature. 1992. V. 355. P. 618;
Balsaer D. S. et al. // Astrophys. J. 1997. V. 483. P. 320.

36. Yang J. et al. // *Astrophys. J.* 1984. V. 281. P. 493.
37. Spite F., Spite M. // *Nature.* 1982. V. 297. P. 483.
38. Molaro P., Primas F., Bonifacio P. // *Astron. Astrophys.* 1995. V. 295. P. L47.
39. Thorburn J. A. // *Astrophys. J.* 1992. V. 399. P. L83;
Pilachowski C. A., Sneden C., Booth J. // *Astrophys. J.* 1993. V. 407. P. 699;
Hobbs L., Thorburn J. // *Astrophys. J.* 1994. V. 428. P. L25;
Spite F., Spite M. // *Astron. Astrophys.* 1993. V. 279. P. L9;
Norris J. E., Ryan S. G., Stringfellow G. S. // *Astrophys. J.* 1994. V. 423. P. 386.
40. Smith V. V., Lambert D. L., Nissen P. E. // *Astrophys. J.* 1992. V. 408. P. 262;
Hobbs L., Thorburn J. // *Astrophys. J.* 1994. V. 428. P. L25.
41. Steigman G. et al. // *Astrophys. J.* 1993. V. 415. P. L35;
Lemoine M. et al. // *Astrophys. J.* 1997. V. 478. P. 554.
42. Walker T. P. et al. // *Astrophys. J.* 1993. V. 413. P. 562;
Olive K. A., Schramm D. N. // *Nature.* 1993. V. 360. P. 439.
43. Ryan S. et al. // *Astrophys. J.* 1990. V. 348. P. L57.
44. Gilmore G., Edvardson B., Nissen P. // *Astrophys. J.* 1991. V. 378. P. 17.
45. Duncan D., Lambert D., Lemke D. // *Astrophys. J.* 1992. V. 401. P. 584.
46. Hata N. et al. // *Astrophys. J.* 1996. V. 458. P. 637.
47. Wagoner R., Fowler W. A., Hoyle F. // *Astrophys. J.* 1997. V. 148. P. 3;
Kawano L., Schramm D. N., Steigman G. // *Astrophys. J.* 1998. V. 327. P. 750.
48. Esposito S. Primordial Nucleosynthesis: Accurate Predictions for Light Element Abundances (PhD thesis); astro-ph/9904411.
49. Review of Particle Physics. *Eur. Phys. J. C.* 2000. V. 15. P. 1.
50. Olive K. et al. // *Phys. Lett. B.* 1990. V. 236. P. 454;
Kernan P. J., Sarkar S. // *Phys. Rev. D.* 1996. V. 54. P. 3681.
51. Bernstein J., Brown L. S., Feinberg G. // *Rev. Mod. Phys.* 1989. V. 61. P. 25;
Krauss L. M., Kernan P. // *Phys. Lett. B.* 1995. V. 347. P. 347.
52. Witten E. // *Phys. Rev. D.* 1984. V. 30. P. 272.
53. Alcock C., Fuller G., Mathews G. // *Astrophys. J.* 1987. V. 320. P. 439;
Scherrer R., Applegate J., Hogan C. // *Phys. Rev. D.* 1987. V. 35. P. 1151.
54. Applegate J. H. // *Phys. Rep.* 1988. V. 163. P. 141.
55. Cowan J. J., Thielemann F. K., Truran J. W. // *Phys. Rep.* 1991. V. 208. P. 267;
Malaney R. A., Mathews G. J. // *Phys. Rep.* 1993. V. 229. P. 145; 147.
56. Гротц К., Кладдор-Клейнротхаус Г. В. Слабое взаимодействие в физике ядра, частиц и астрофизике. М.: Мир, 1992.
57. Klapdor-Kleingrothaus H. V. // *Prog. Part. Nucl. Phys.* 1986. V. 17. P. 419;
Thielemann F. K., Metzinger J., Klapdor-Kleingrothaus H. V. // *Z. Phys. A.* 1983. V. 309. P. 301;
Astron. Astrophys. 1983. V. 123. P. 162.
58. Gamow G. // *Phys. Rev.* 1938. V. 53. P. 595.
59. Bethe H. A., Critchfield C. L. // *Ibid.* V. 54. P. 248; 862.
60. von Weizsäcker C. F. // *Z. Phys.* 1937. V. 38. P. 176;
Bethe H. A. // *Phys. Rev.* 1939. V. 55. P. 434.
61. Широков Ю. М., Юдин Н. П. Ядерная физика. М.: Наука, 1972.

62. *Лютостанский Ю. С.* Нейтроноизбыточные ядра, нуклеосинтез и проблемы астрофизики // *Материалы XXIII зимней shk. Л.*, 1988. С. 85.
63. *Woosley S. E., Weaver T. A.* // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 1986. V. 24. P. 205.
64. *Koshiba M.* // *Phys. Rep.* 1992. V. 220. P. 229;
Kirshner R. // *Sky and Telescope.* 1997. V. 2. P. 35;
Chevalier R. A. // *Nature.* 1992. V. 355. P. 691.
65. *Matz S. M. et al.* // *Nature.* 1988. V. 331. P. 416.
66. *Oda T. et al.* // *At. Data Nucl. Data Tables.* 1994. V. 56. P. 231;
Fuller G. M. // *Astrophys. J.* 1982. V. 252. P. 741;
Fuller G. M., Fowler W. A., Newman M. J. // *Ibid.* P. 715.
67. *Meyer B. S.* // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 1994. V. 32. P. 371.
68. *Käppeler F., Beer H., Wisshak K.* // *Rep. Prog. Phys.* 1989. V. 52. P. 945.
69. *Iben I.* // *Astrophys. J.* 1975. V. 196. P. 525; 549.
70. *Prantzos N. et al.* // *10th Workshop on Astronomy and Astrophysics / Ed. S. E. Woosley. Heidelberg, 1989. P. 630.*
71. *Hillebrandt W.* // *Space Sci. Rev.* 1978. V. 21. P. 639.
72. *Cowan J. J., Thielemann F. K., Truran J. W.* // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 1992. V. 29. P. 447.
73. *Hilf E. R., Grootte H. V., Takahashi K.* CERN-Report 76-13. 1976. P. 142.
74. *Grootte H. V., Hilf E. R., Takahashi K.* // *At. Data Nucl. Data Tables.* 1976. V. 17. P. 418.
75. *Staudt A., Klapdor-Kleingrothaus H. V.* // *Nucl. Phys. A.* 1992. V. 549. P. 254.
76. *Hirsch M., Staudt A., Klapdor-Kleingrothaus H. V.* // *At. Data Nucl. Data Tables.* 1992. V. 51. P. 243.
77. *Homma H. et al.* // *Phys. Rev. C.* 1996. V. 54. P. 2972;
Staudt A. et al. // *At. Data Nucl. Data Tables.* 1990. V. 44. P. 79.
78. *Freedman S. J. et al.* // *Phys. Rev. D.* 1993. V. 47. P. 811.
79. *Mathews G. J., Cowan J. J.* // *Nature.* 1990. V. 345. P. 491.
80. *Woosley S. E. et al.* // *Astrophys. J.* 1994. V. 433. P. 229;
Meyer B. S. et al. // *Astrophys. J.* 1992. V. 399. P. 656.
81. *Symbalisty E. M. D., Schramm D. N.* // *Rep. Prog. Phys.* 1981. V. 44. P. 293.
82. *Fowler W. A.* *Cosmology, Fusion and Other Matters / Ed. F. Reines. Boulder, CO: Associated University Press, 1972. P. 67.*
83. *van den Berg D. A., Statson P. B., Bolte M.* // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 1996. V. 34. P. 461;
Sanders R. H. // *Astron. Astrophys. Rev.* 1990. V. 2. P. 1.
84. *Физика космоса / Под ред. Р. А. Сюняева. М.: Сов. энцикл., 1986.*