

Я.М. КРАМАРОВСКИЙ  
В.П. ЧЕЧЕВ

# СИНТЕЗ ЭЛЕМЕНТОВ ВО ВСЕЛЕННОЙ



МОСКВА "НАУКА"  
ГЛАВНАЯ РЕДАКЦИЯ  
ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКОЙ ЛИТЕРАТУРЫ  
1987

ББК 22.632

К78

УДК 524.86

Крамаровский Я.М., Чечев В.П. Синтез элементов во Вселенной. — М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1987. — 160 с.

Первая в отечественной литературе монография, посвященная проблеме природного ядерного синтеза элементов. Рассмотрены различные аспекты этой проблемы — от первичного нуклеосинтеза в горячей Вселенной до ядерного синтеза в звездах. При анализе современного состояния теории происхождения элементов, наблюдательных и экспериментальных данных, связанных с ней, основное внимание в книге уделено ядерно-физической стороне проблемы, в особенности при рассмотрении таких важных процессов, как медленный и быстрый захват нейтронов в синтезе тяжелых элементов. Рассматриваются также другие проблемы.

Для физиков и астрономов — специалистов, аспирантов и студентов.

Табл. 18. Ил. 92. Библиогр. 351 назв.

Рецензент

доктор физико-математических наук *А.Д. Чернин*

© Издательство "Наука".

Главная редакция  
физико-математической  
литературы, 1987

К  $\frac{1705040000-109}{053(02)-87}$  131-87

## ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение .....	5
<b>ГЛАВА 1</b>	
<b>ДОГАЛАКТИЧЕСКИЙ НУКЛЕОСИНТЕЗ .....</b>	<b>7</b>
§ 1.1. Нуклеосинтез в горячей Вселенной .....	7
§ 1.2. Нуклеосинтез в догалактических массивных звездных объектах .....	12
§ 1.3. Происхождение легких элементов .....	15
<i>Список литературы</i> .....	18
<b>ГЛАВА 2</b>	
<b>РАСПРОСТРАНЕННОСТЬ ХИМИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ И НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ ДОКАЗАТЕЛЬСТВА НУКЛЕОСИНТЕЗА .....</b>	<b>20</b>
§ 2.1. Стандартная кривая распределения выходов элементов .....	20
§ 2.2. Изотопные аномалии в метеоритах .....	22
§ 2.3. Наблюдательные свидетельства нуклеосинтеза .....	27
<i>Список литературы</i> .....	30
<b>ГЛАВА 3</b>	
<b>ТЕРМОЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ В ЗВЕЗДАХ. ОБРАЗОВАНИЕ ЭЛЕМЕНТОВ ОТ УГЛЕРОДА ДО ЖЕЛЕЗА .....</b>	<b>31</b>
§ 3.1. Скорости термоядерных реакций .....	31
§ 3.2. Четыре эпохи ядерного горения .....	33
§ 3.3. Роль ядерных параметров, измеряемых в лаборатории, при описании ядерных реакций в звездах .....	36
<i>Список литературы</i> .....	42
<b>ГЛАВА 4</b>	
<b>ЯДЕРНЫЙ СИНТЕЗ В ЗВЕЗДАХ: ПРОЦЕСС МЕДЛЕННОГО НЕЙТРОННОГО ЗАХВАТА .....</b>	<b>43</b>
§ 4.1. Астрофизические предпосылки s-процесса .....	43
§ 4.2. Неразветвленный s-процесс. Классическая теория .....	46
4.2.1. Качественное рассмотрение .....	46
4.2.2. Теория CFNZ .....	48
4.2.3. Точное решение .....	52
4.2.4. Сравнение с экспериментом .....	54
4.2.5. Импульсный s-процесс .....	61
§ 4.3. Разветвление s-процесса .....	63
§ 4.4. Термодинамические условия s-процесса .....	70
§ 4.5. Роль изомерных состояний .....	78
§ 4.6. Окончание s-процесса .....	83
<i>Список литературы</i> .....	86

## ГЛАВА 5

<b>ЯДЕРНЫЙ СИНТЕЗ В ЗВЕЗДАХ: ПРОЦЕСС БЫСТРОГО НЕЙТРОННОГО ЗАХВАТА</b> . . . . .	88
§ 5.1. Астрофизические предпосылки $r$ -процесса . . . . .	89
5.1.1. Сверхновые . . . . .	89
5.1.2. Сверхмассивные звезды . . . . .	93
5.1.3. Взрывное горение He-оболочек в сверхновых . . . . .	94
5.1.4. Обогащение Солнечной системы элементами $r$ -процесса . . . . .	94
§ 5.2. Первоначальная теория $r$ -процесса . . . . .	95
§ 5.3. Динамический $r$ -процесс . . . . .	101
§ 5.4. Возвращение ядер в долину стабильности . . . . .	105
§ 5.5. Влияние ядерных параметров на протекание процесса быстрого нейтронного захвата . . . . .	110
§ 5.6. Роль $\beta$ -запаздывающих процессов . . . . .	119
§ 5.7. Проблема зародышевых ядер . . . . .	124
§ 5.8. $r$ -процесс на основе $s$ -распределения . . . . .	127
<i>Список литературы</i> . . . . .	134

## ГЛАВА 6

<b>ОБОЙДЕННЫЕ ЯДРА</b> . . . . .	138
§ 6.1. $p$ -процесс . . . . .	139
§ 6.2. Другие возможные способы образования обойденных нуклидов . . . . .	140
<i>Список литературы</i> . . . . .	142

## ГЛАВА 7

<b>КОСМОХРОНОЛОГИЧЕСКАЯ ШКАЛА НУКЛЕОСИНТЕЗА</b> . . . . .	143
§ 7.1. Ядерная космохронология . . . . .	143
§ 7.2. Космохронологическая шкала и граница $r$ -процесса . . . . .	145
§ 7.3. Космохронология $s$ -процесса . . . . .	149
§ 7.4. Re-Os-космохронология . . . . .	152
<i>Список литературы</i> . . . . .	154
<b>Заключение</b> . . . . .	156

*Все пройдет... А вот звезды останутся, когда и тени наших тел и дел не останутся на земле. Нет ни одного человека, который бы этого не знал. Так почему же мы не хотим обратить свой взгляд на них?*

*Почему?*

*М. Булгаков. Белая гвардия.*

## ВВЕДЕНИЕ

История исследования происхождения элементов Солнечной системы насчитывает почти пять десятков лет с тех пор, как Ганс Бете предложил свой знаменитый цикл превращения ядер водорода в гелий в недрах Солнца. Спустя десятилетие благодаря работам Гамова, Альфера, Германа стало ясно, как в Большом Взрыве были синтезированы самые легкие элементы Вселенной. Позднее Вагонеру, Фаулеру и Хойлу удалось в основном объяснить происхождение дейтерия, гелия и лития. Общепринятое сейчас представление о синтезе более тяжелых элементов (начиная с углерода) связано с ядерными процессами в звездах. Это термоядерные реакции горения водорода (CNO-цикл), гелия, углерода, неона, кислорода, кремния. Здесь много нерешенных задач, но основной ответ на вопрос, как синтезировались элементы от углерода до никеля, можно считать полученным благодаря серии экспериментальных и теоретических работ, выполненных за последние 30 лет, начиная с классической статьи Бербиджей, Фаулера, Хойла.

Менее ясна проблема происхождения элементов за железным пиком. Необходимость рассмотрения процессов захвата нейтронов для объяснения образования этих элементов была впервые осознана Зюссом и Юри. Бербиджи, Фаулер и Хойл дали количественное объяснение процессам нейтронного захвата в звездах путем введения двух моделей: медленного ( $s$ -процесс) и быстрого ( $r$ -процесс) захвата нейтронов. Не исключено, что истинные процессы нейтронного захвата представляют собой более сложную комбинацию этих моделей, тем не менее такой подход позволил определить основное направление исследований в области теории ядерного синтеза в звездах.

Теория медленного захвата нейтронов ( $s$ -процесс) получила хорошее математическое и наблюдательное обоснование. Она успешно объясняет синтез многих тяжелых ядер за железным пиком (вплоть до  $^{209}\text{Bi}$ ). Более запутанной и сложной выглядит ситуация с производством тяжелых элементов в результате процесса быстрого захвата нейтронов. Первоначальная теория выдвинула основные предпосылки возможности реализации  $r$ -процесса в астрофизических условиях, но не смогла избежать противоречий.

Проблемам  $s$ - и  $r$ -процессов в настоящей книге уделено, в связи с вышесказанным, основное внимание (гл. 4 и 5). В этих главах рассматриваются астрофизические и термодинамические условия  $s$ - и  $r$ -процессов, проблемы источников свободных нейтронов, необходимых для их протекания, наблюдательные данные по выходам тяжелых элементов, а также лабораторные эксперименты, важные для описания процессов нейтронного захвата в звездных условиях.

Космологический нуклеосинтез, рассмотренный в гл. 1, изложен в рамках стандартной горячей модели Вселенной. В последнее время серьезное внимание физиков привлекает сценарий раздувающейся Вселенной, позволяющий решить многие из проблем, долгое время стоявших перед теорией Большого Взрыва (проблемы сингулярности, евклидовости геометрии пространства, однородности и изотропности Вселенной в больших масштабах, проблема образования галактик). Новая космология, основы которой заложены работами Э.Б. Глинера, А.Д. Линде, А.А. Старобинского, Я.Б. Зельдовича и С. Хокинга, не отвергает горячую модель, а включает ее как составную часть общей картины эволюции Вселенной.

В этой же главе обсуждаются гипотезы синтеза элементов в сверхмассивных объектах, которые, возможно, существовали на ранней стадии образования галактик.

В гл. 2 дан краткий обзор наблюдательных данных по распространенности химических элементов на Земле, в метеоритах, космических лучах и в звездах. Обсуждаются изотопные аномалии в метеоритах, приведены наблюдательные свидетельства звездного нуклеосинтеза, полученные в последние годы.

Термоядерным реакциям в звездах, которые приводят к образованию элементов от углерода до железа, посвящена гл. 3. Основное внимание в ней уделено роли ядерных параметров, используемых при описании звездных ядерных реакций.

Целый ряд стабильных изотопов тяжелых элементов оказывается в стороне от путей нейтронного захвата. Возможные механизмы синтеза таких "обойденных" ядер рассматриваются в гл. 6.

Наконец в гл. 7 рассматриваются вопросы ядерной космохронологии. В этой области в последние годы получены новые результаты, которые могут изменить представления об относительных скоростях производства ядер в нуклеосинтезе и продолжительности галактического нуклеосинтеза.

§ 1.1. Нуклеосинтез в горячей Вселенной

Состав вещества — основной наблюдательный факт, позволивший создать правдоподобную картину ранней Вселенной. Гамов [1] в 1946 г. предположил, что на ранних плотных стадиях Вселенная была достаточно горячей для того, чтобы в ней могли идти термоядерные реакции синтеза элементов.

В общепринятой сейчас модели нуклеосинтеза, которая основывается на справедливости ОТО и современной теории элементарных частиц, в горячей Вселенной приблизительно через минуту после начала расширения, когда температура падает до 0,9 млрд кельвинов, начинаются реакции синтеза самых легких ядер: D, T,  $^3\text{He}$ ,  $^4\text{He}$  [2]. В этот момент никаких других элементарных частиц нет, кроме фотонов, нейтрино, электронов и позитронов, протонов и нейтронов. Отношение числа протонов к числу нейтронов  $p/n$  заморожено до тех пор, пока не станет существенным распад нейтронов. Это замороженное отношение равно  $p/n = 4,8$  (17 % нейтронов) [3]. Если все нейтроны превращаются в гелий, то конечная концентрация  $^4\text{He}$  будет 34 % по массе. Учет свободного распада нейтронов ( $T_{1/2} \sim 700$  с) приводит к наблюдаемому количеству гелия во Вселенной ( $\sim 25$  %). Расширение горячей Вселенной предполагается адиабатическим:  $n_\gamma/n_b = \text{const}$ ,  $\rho = hT^3$ , где  $n_\gamma$ ,  $n_b$  — плотность числа фотонов и барионов,  $\rho$  — плотность вещества,  $h$  — параметр плотности ( $10^{-6} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3} \leq h \leq 10^{-3} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ ),  $T$  — температура в единицах  $10^9$  К. Из соотношения  $\rho \propto T^3$ , если известны современные значения плотности вещества  $\rho_p$  (p — present) и температуры излучения  $T_0$ , можно определить  $\rho$  и  $T$  в эпоху нуклеосинтеза. Наблюдаемое микроволновое излучение с температурой  $T_0 = 2,7$  К представляет собой с большой вероятностью реликтовое излучение — остаток горячей Вселенной, поэтому более неопределенным параметром модели являются средняя плотность вещества  $\rho_p$ . Нижний предел  $\rho_p$  можно получить из средней плотности светящейся материи в форме галактик:  $\rho_p > 5 \cdot 10^{-32} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$  ( $n_b > 3 \cdot 10^{-8} \text{ см}^{-3}$ ). К "невидимой" форме вещества относятся черные дыры, межзвездный газ, не испускающий рентгеновского излучения, низкоэнергетические нейтрино, неизвестные типы частиц. Верхний предел такой скрытой массы оценивают обычно как  $\rho_p < 3 \cdot 10^{-29} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ . Таким образом, современная средняя плотность вещества заключена в пределах  $5 \cdot 10^{-32} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3} \leq \rho_p \leq 3 \cdot 10^{-29} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ .

В самом общем виде для расчета нуклеосинтеза в Большом Взрыве [4] приходится вводить несколько свободных параметров: универсальное барионное число Вселенной, нормированное на число фотонов,

$$L_b = \frac{n_b - \bar{n}_b}{n_\gamma},$$

электронное лептонное число

$$L_e = \frac{n_e - \bar{n}_e + \bar{n}_{\nu_e} - n_{\nu_e}}{n_\gamma},$$

мюонное лептонное число

$$L_\mu = \frac{n_\mu - \bar{n}_\mu + \bar{n}_{\nu_\mu} - n_{\nu_\mu}}{n_\gamma},$$

параметр ускорения или замедления расширения Вселенной

$$\xi = V^{-1} \frac{dV}{dt} (24\pi G \rho)^{-1/2}.$$

В этих формулах  $n_b, \bar{n}_b$  — соответственно число нуклонов и антинуклонов,  $n_e, \bar{n}_e$  — число электронов и позитронов,  $\bar{n}_{\nu_e}, n_{\nu_e}$  — число электронных антинейтрино и нейтрино,  $n_\mu, \bar{n}_\mu$  — число отрицательных и положительных мюонов,  $\bar{n}_{\nu_\mu}, n_{\nu_\mu}$  — число мюонных антинейтрино и нейтрино,  $V$  — объем элементарной ячейки Вселенной в момент времени  $t$ ,  $G$  — гравитационная постоянная.

Нуклеосинтез в симметричной Вселенной ( $L_b = L_e = L_\mu = 0$ ), рассматривался Омном [5]. Теория Омна первоначально возникла как попытка объяснить структуру Вселенной неустойчивостью горячей адронной плазмы без произвольных предположений о начальном возмущении барионного заряда. Омн показал, что если в равновесной смеси барионов и антибарионов энергия их взаимодействия (отталкивания) на один нуклон больше тепловой энергии, то система уравнений для равновесной концентрации барионов ( $x$ ) и антибарионов ( $y$ ) допускает три типа решений:

- 1)  $x = y = C$ ;
- 2)  $x_1 > C, y_1 < C$ ;
- 3)  $x_2 = y_1 < C, y_2 = x_1 > C$ .

Здесь  $C(T)$  — решение трансцендентного уравнения  $C = Ve^{-AC/kT}$   $B(T)$  — равновесная концентрация без учета отталкивания (см. [3]).

При высокой температуре ( $kT \gtrsim 350$  МэВ) локально-симметричное решение становится неустойчивым, горячее вещество превращается в механическую смесь двух фаз — нуклонной и антинуклонной. На границе этих двух фаз вещество и антивещество находятся в контакте и аннигиляционный процесс рождает сильное аннигиляционное давление, которое стремится увеличить размер нуклонной и антинуклонной областей и в то же время сконденсировать вещество. Этот механизм используется для объяснения образования галактик.

Несмотря на привлекательность такого построения, теория зарядово-симметричной Вселенной Омна встречается с большими трудностями при сопоставлении с наблюдательными фактами гамма-астрономии. Кроме того, сами предпосылки подхода Омна ставятся под сомнение (см. [3, 6]). Здесь мы отметим один существенный недостаток теории, связанный с

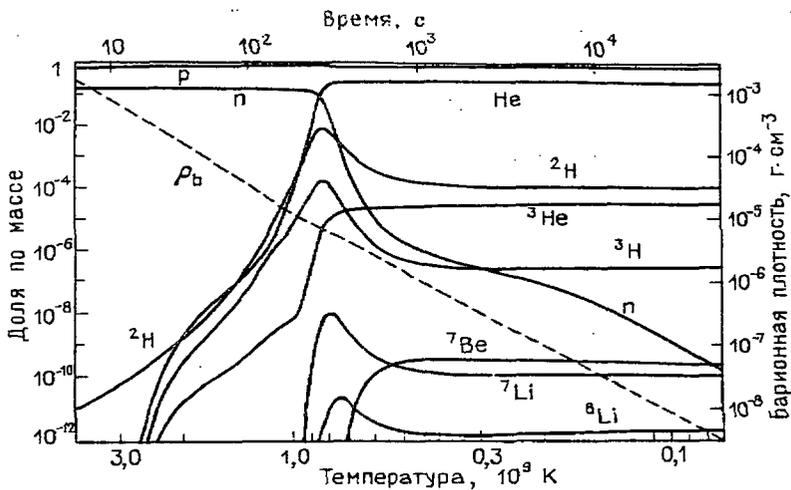
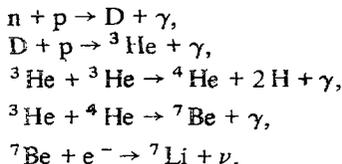


Рис. 1.1. Изменение выхода ядер и барионной плотности (штриховая линия) во время расширения в модели Большого Взрыва [9]

рассмотрением нуклеосинтеза, а именно малый выход гелия-4. При понижении температуры до  $T_9 \sim 10$  нуклонные и антинуклонные фазы имеют размеры слишком малые ( $\sim 10^{4,5}$  см), чтобы препятствовать диффузии и аннигиляции нейтронов. Происходит, таким образом, существенная потеря нейтронов, необходимых для первичного нуклеосинтеза. Выход гелия-4 оказывается пренебрежимо мал [7].

Стандартная модель [8] ( $\xi = 1$ ) основывается на предположении асимметричной Вселенной:  $\bar{n}_b = \bar{n}_e = 0$ ,  $L_b = \frac{n_b}{n_\gamma} \approx 10^{-7} - 10^{-10}$ ,  $L_e \approx 0$ .

При  $T_9 = 0,9$  в рамках этой модели Вселенной происходят следующие реакции\*):



На рис. 1.1 представлена временная и температурная зависимость выходов легких элементов и барионной плотности, рассчитанных в стандартной горячей модели Вагонером [9]. На рис. 1.2 показана схема образования в горячей модели легких элементов вплоть до бора-11.

Количество гелия, образовавшегося в Большом Взрыве [10], сравнительно мало зависит от параметров стандартной модели. Наблюдаемое в настоящее время в астрономических объектах обилие  ${}^4\text{He}$  представляет

\*) При большей температуре имеется много высокоэнергетических протонов, которые быстро разрушают дейтоны и препятствуют нуклеосинтезу.

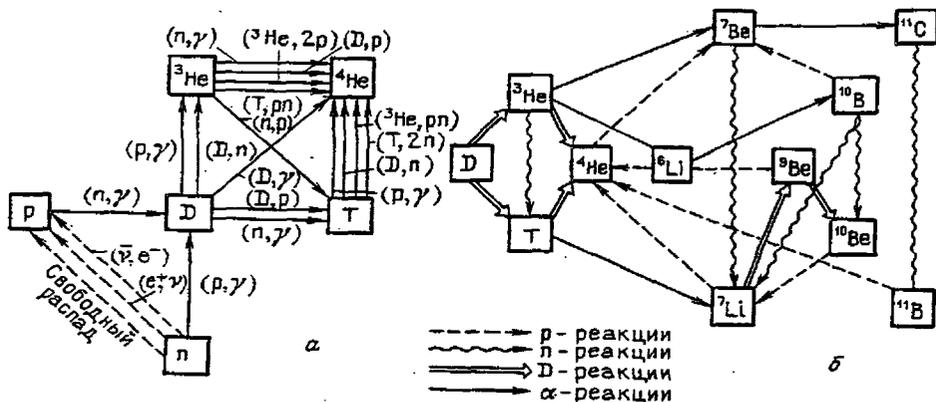


Рис. 1.2. Схема образования в горячей модели: трития и гелия (а), лития, бериллия и бора (б)

собой верхний предел его первичного выхода в Большом Взрыве, так как гелий производится также при звездной и галактической эволюции. В областях ионизованного водорода НII, которые окружают молодые и горячие звезды, доля гелия по массе составляет величину  $0,23 \leq Y \leq 0,30$ , на Солнце  $Y_{\odot} = 0,24 \pm 0,02$ , в шаровых скоплениях —  $Y = 0,22 \pm 0,04$ . Эти данные позволяют оценить первичный выход  ${}^4\text{He}$  как  $0,20 \leq Y_p \leq 0,24^*$  [12]. Выход первичного гелия  $Y$  зависит от значения периода полураспада свободного нейтрона. Современные экспериментальные данные указывают пределы  $10,13 \text{ мин} \leq T_{1/2} (n \rightarrow p) \leq 10,82 \text{ мин}$ . Следует отметить, что наблюдаемое обилие гелия может служить ограничением на возможное изменение со временем константы слабого взаимодействия [13]. Слишком малое значение  $T_{1/2} (n \rightarrow p)$  сдерживает синтез дейтерия и гелия.

Слабая зависимость выхода первичного гелия от параметра плотности, который связан с удельной энтропией на барион, т.е. с отношением числа фотонов к числу барионов  $n_{\gamma}/n_b$ , позволяет оценить по наблюдаемым данным отношение  $\eta = n_b/n_{\gamma}$  как  $10^{-9,9 \pm 1}$  [12]. Отношение  $n_b/n_{\gamma}$  связано со значением современной плотности вещества  $\rho_p$  и с температурой реликтового излучения  $T_0$ :

$$\rho_p = (6,64 \cdot 10^{-22} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}) \eta (T_0/2,7 \text{ К}). \quad (1.1)$$

На рис. 1.3 приведены кривые выхода элементов, рассчитанные в работе Вагонера в зависимости от параметра  $\Omega = \rho_p/\rho_c$ , где  $\rho_c$  — критическая плотность вещества во Вселенной  $\left( \rho_c = \frac{3H_0^2}{8\pi G}, H_0 \text{ — постоянная Хаббла} \right)$ .

Параметр  $\Omega$  определяет характер расширения Вселенной ( $\Omega < 1$  — Вселенная "открыта",  $\Omega > 1$  — Вселенная "закрыта"). Как видно из рис. 1.3,

\* В нестандартных моделях, например при изменении со временем гравитационной константы ( $G \propto t^{-x}$ ,  $0,005 \leq x \leq 0,02$ ) и/или при наличии нескольких типов нейтрино ( $1 \leq n_{\nu} \leq 5$ ), доля выхода гелия в первичном нуклеосинтезе может увеличиться до 0,30 [11].

Рис. 1.3. Относительная распространенность химических элементов, синтезированных в начале космологического расширения [9]

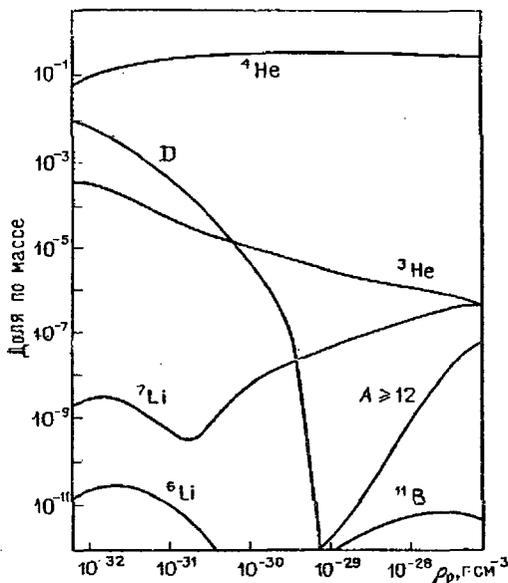
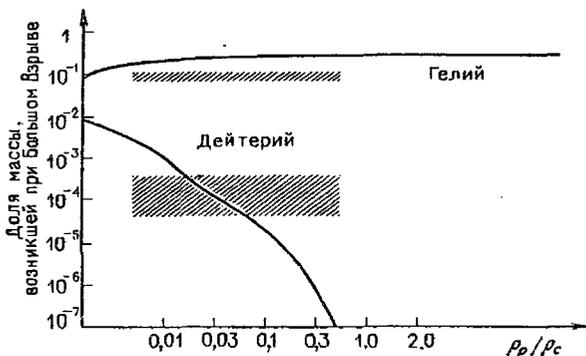


Рис. 1.4. Зависимость ядерного синтеза от средней плотности вещества во Вселенной [10]. Количество гелия, образовавшегося при Большом Взрыве, слабо зависит от современной плотности Вселенной. Однако количество дейтерия критично к модели Вселенной. В случае стандартной закрытой модели первичного дейтерия практически нет



весьма критичным к значению современной средней плотности вещества во Вселенной является обилие дейтерия. Дейтерий в недрах звезд в процессе их эволюции служит "строительным материалом" для синтеза более тяжелых ядер, поэтому можно полагать, что практически весь наблюдаемый дейтерий имеет первичное происхождение и представляет собой важный космологический монитор (рис. 1.4)\*. Поскольку, согласно закрытой модели, дейтерий почти не синтезируется в Большом Взрыве, можно за-

\*) Конечно, это рассуждение справедливо только в рамках стандартной модели. Кроме нестандартных моделей существуют и другие возможности объяснения происхождения дейтерия. В частности, в зарядовосимметричной модели Вселенной может иметь место дополнительный механизм образования дейтерия:  $\bar{p} + ^4\text{He} \rightarrow \text{D} + \pi$ . Дейтерий может также производиться не в Большом Взрыве, а на догалактической стадии эволюции массивных звезд (см. § 1.2).

ключить, что Вселенная открыта. В открытой Вселенной стандартная модель нуклеосинтеза с  $\rho_p \leq 5 \cdot 10^{-31}$  г/см<sup>3</sup> хорошо объясняет не только наблюдаемый выход дейтерия, но также гелия-3, гелия-4 и частично <sup>7</sup>Li (см. рис. 1.3). Элементы тяжелее гелия не возникают в Большом Взрыве в сколько-нибудь заметных количествах, так как в природе не существует стабильных ядер с массовыми числами 5 и 8, и процесс захвата нейтронов и протонов обрывается на этом этапе. В то же время вероятность тройных столкновений с участием ядер гелия очень мала из-за быстрого уменьшения плотности вещества в расширяющейся Вселенной. Малая плотность вещества не позволяет синтезировать элементы с массовыми числами  $A > 4$  за счет множественных столкновений.

## § 1.2. Нуклеосинтез

### в догалактических массивных звездных объектах

Предгалактический нуклеосинтез — возможная фаза развития Вселенной после рекомбинации водорода, но до образования галактик, связанная с массивными догалактическими звездными объектами. Главная предпосылка введения этой гипотетической фазы основана на том наблюдательном факте, что даже самые старые звезды содержат малое, но определенное количество металлов — элементов тяжелее гелия, которое нельзя объяснить нуклеосинтезом в горячей Вселенной. Если же на предгалактической стадии существовали быстро проэволюционировавшие массивные объекты, то они могли явиться источником тяжелых элементов.

Впервые предположение о существовании массивных звезд на ранних стадиях эволюции Вселенной было высказано в 1953 г. Шварцшильдом и Спитцером [14]. Шмидт в 1963 г. дал количественный анализ необходимости широкого класса таких звезд [15]. В 1969 г. Хойл и Фаулер предположили, что энергию, испускаемую сильными радиоисточниками, можно объяснить взрывом короткоживущих сверхмассивных звезд с массой  $10^5 \leq M \leq 10^8 M_\odot$ . Детальное изучение таких сверхмассивных объектов было выполнено Вагонером [9] и Фрике [16]. Оказалось, что по крайней мере для масс  $M > 10^6 M_\odot$  необходимое обилие легких элементов и металлов (так же, как <sup>4</sup>He) получается при нереалистичных или трудно достижимых параметрах.

Труран и Камерон в 1971 г. [17] рассмотрели нуклеосинтез в первом поколении массивных звезд, не указывая природу их происхождения.

Дальнейшее развитие сценария предгалактического нуклеосинтеза предложено в работе Хартквиста и Камерона [18]. Для объяснения рождения массивных объектов в эпоху  $z \ll z_{рек}$  Хартквист и Камерон применяют критерий массы Джинса. Понятие массы Джинса и джинсовой длины (критического размера, при котором силы тяготения и давления сравнимы) введено в начале века в связи с рассмотрением гравитационной неустойчивости однородной среды. Тяготение стремится сблизить частицы среды и увеличить плотность. Давление характеризует упругость среды и противостоит сжатию. Силы давления уступают силам тяготения, если размер и масса области уплотнения (флуктуации) достаточно велики. Упругость среды можно охарактеризовать скоростью звука  $U$ , поэтому

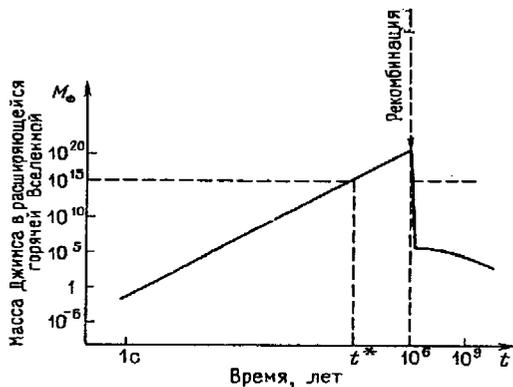


Рис. 1.5. Изменение массы Джинса в расширяющейся горячей Вселенной [19]

джинсову длину часто выражают через скорость звука в среде:

$$l_{\text{Дж}} = U/\sqrt{G\rho}. \quad (1.2)$$

В эпоху рекомбинации водорода при плотности среды  $3 \cdot 10^{-20} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$  джинсова длина составляет  $\sim 10^{19}$  см, а масса  $\sim 4 \cdot 10^6 M_{\odot}$ .

На рис. 1.5 показано изменение массы Джинса в расширяющейся горячей Вселенной [19]. До момента рекомбинации среда представляет собой смесь плазмы и излучения, в которой доминирующим является излучение. Скорость звука в газе фотонов постоянна и близка к скорости света:  $U = c/\sqrt{3}$ . Так как плотность излучения среды в ранней Вселенной  $\rho \propto t^{-2}$ , то  $l_{\text{Дж}} \propto t$  и масса Джинса растет пропорционально времени, прошедшему от начала расширения. При рекомбинации скорость звука в среде определяется уже не давлением фотонов, которые оторвались от вещества и больше уже не взаимодействуют с ним, а собственной упругостью газа. Это вызывает падение массы Джинса при рекомбинации до значения в несколько миллионов масс Солнца.

Рассматривая Вселенную с метрикой типа Робертсона — Валкера с  $k = 0$  и постоянной Хаббла  $50 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{Мпк}^{-1}$ , Хартквист и Камерон получают следующую оценку величины "контраста" плотности в эпоху рекомбинации (т.е. локального отклонения от средней плотности вещества), необходимую для рождения отдельных объектов при некотором  $2 < Z < 30$ :

$$(\Delta\rho/\rho)_{\text{рек}} \approx 10^{-3}(1+Z). \quad (1.3)$$

Масса Джинса в это время  $M_{\text{Дж}} \approx 80(1+Z)^{3/2} M_{\odot}$ . Таким образом, если самые ранние звезды образуются при  $Z = 30$  ( $t_{\text{всел}} = 8 \cdot 10^7$  лет),  $M_{\text{Дж}} \approx 10^4 M_{\odot}$ ,  $(\Delta\rho/\rho)_{\text{рек}} = 0,03$ . При  $Z = 10$  ( $t_{\text{всел}} = 4 \cdot 10^8$  лет)  $M_{\text{Дж}} = 2500 M_{\odot}$ ,  $(\Delta\rho/\rho)_{\text{рек}} = 0,01$ .

Эти значения массы Джинса значительно меньше обсуждавшихся ранее Пиблсом и Дике [20].

Газовое облако с массой, близкой или больше массы Джинса, будет коллапсировать до тех пор, пока адиабатическое нагревание вещества не поднимет тепловое давление до стадии гидростатической устойчивости. Однако при этом, если нет достаточно эффективных механизмов

охлаждения, достижение звездных плотностей не обязательно. Хирасава [21] показал, что при центральной температуре 250 К охлаждение благодаря возбуждению и высвечиванию уровней энергии молекул водорода может привести к свободному падению газа с коллапсом до звездных плотностей.

Для равновесного газового облака с радиусом  $R$  и массой  $M$  по теореме вириала имеем

$$\frac{GM^2}{R} \approx \frac{3N_A kTM}{\mu} \quad (1.4)$$

где  $N_A$  — число Авогадро,  $k$  — постоянная Больцмана,  $\mu = 1, 2, 3$  — средняя молекулярная масса. В закрытой Вселенной после отрыва ("развязки") излучения от вещества

$$\frac{T}{T_{\text{разв}}} = \left( \frac{\rho}{\rho_{\text{разв}}} \right)^{2/3}, \quad (1.5)$$

где  $T_{\text{разв}} \approx 4000$  К,  $\rho_{\text{разв}} \sim 3 \cdot 10^{-20}$  г/см<sup>3</sup>. Тогда при заданной температуре устойчивая масса газового облака получается равной

$$M = 2,38 \cdot 10^{35} T^{3/4} \text{ г}. \quad (1.6)$$

Из этого выражения следует, что массы  $M \geq 7500 M_{\odot}$  устойчивы при  $T = 250$  К и могут быстро коллапсировать к звездным плотностям. При фиксированной температуре  $T = 250$  К уравнение (1.4) приводит к соотношению  $M = 3,2 \cdot 10^{26} \rho^{-1/2}$ . Для  $\rho \geq 10^{-18}$  г · см<sup>-3</sup>, что соответствует  $M \approx 163 M_{\odot}$ , становится существенной задержка излучения из-за эффектов непрозрачности и возможно возникновение многих дополнительных процессов, не учитываемых Хирасавой в модели свободного падения газа при постоянной температуре. По мере возрастания непрозрачности возникает фрагментация газового облака, которая усиливается последующей ионизацией водорода, приводящей к скачку плотности при медленном повышении температуры. Хартквист и Камерон указывают также на возможную роль в развитии фрагментации эффектов вращения.

Таким образом, можно ожидать при возрасте Вселенной  $t_U \sim 10^8$  лет образования значительного числа предгалактических звезд с массой от нескольких сотен до нескольких тысяч солнечных масс. Процесс образования такого первого поколения звезд самоограничивается и включает относительно малую долю массы Вселенной. Это происходит из-за интенсивного ультрафиолетового излучения с  $T > 10^5$  К, которое препятствует коллапсу оставшегося межзвездного вещества. Излучение с  $T \sim 10^5$  К связано с поверхностной температурой первых массивных объектов. Согласно Изеру и Камерону [22] водородно-гелиевая звезда с массой в  $100 M_{\odot}$ , когда она достигает главной последовательности, имеет температуру поверхности  $9,7 \cdot 10^4$  К, при массе звезды в  $200 M_{\odot}$  температура поверхности  $1,12 \cdot 10^5$  К. Для более массивных звезд можно ожидать еще более высокой поверхностной температуры.

Ультрафиолетовое излучение с  $T > 10^5$  К нагревает остающееся вещество, предотвращая его коллапс, и тем самым способствует формированию межзвездной среды, в которой сосредоточена основная масса вещества

Вселенной. Таким образом, лишь несколько процентов вещества собирается в массивные звезды. Эти звезды вибрационно неустойчивы, они будут терять массу во время горения водорода до тех пор, пока не образуется гелиевый кор в несколько десятков солнечных масс, и затем эволюционировать в сверхновые [18]. Тяжелые элементы, произведенные в недрах предгалактических звезд (согласно [18]  $\sim 10^{-2}$  от массы предгалактической звезды), при взрывах сверхновых будут смешиваться с окружающей газовой средой, которая служит в дальнейшем строительным материалом современных галактик. (Ультрафиолетовое излучение с  $T \geq 10^5$  К, препятствуя образованию протозвезд с массой  $10^2 - 10^4 M_{\odot}$ , не запрещает в то же время конденсацию и коллапс в массы порядка масс галактик [2]:  $M_{Дж} = 1,1 \cdot 10^{29} T^{3/2} / (1 + Z)^{3/2}$ ; при  $T = 10^5$  К и  $Z = 10$ ,  $M_{Дж} = 5 \cdot 10^{11} M_{\odot}$ ). Следует отметить, что эволюция предгалактических звезд в сверхновые II типа приводит к дополнительному нагреванию межзвездной среды. Острайкер [23] предположил, что часть остатков ранних сверхновых, распространяясь в межгалактической среде, может поднять температуру межзвездного газа до  $10^7$  К. Этому нагреванию способствует также рентгеновское излучение, возникающее при взаимодействии расширяющихся оболочек сверхновых с окружающей средой и при аккреции вещества на нейтронные звезды и черные дыры в двойных системах. Дополнительное тепло, генерируемое в предгалактическую эпоху, позволяет, таким образом, объяснить достаточно высокую температуру ионизованного газа в межгалактических облаках ( $\sim 10^6$  К).

В заключение этого параграфа подчеркнем, что, несмотря на наблюдательные свидетельства, говорящие в пользу существования массивных догалактических звездных объектов, многие теоретические построения при исследовании процессов, протекающих в догалактическую эпоху, являются в значительной мере спекулятивными. Поэтому рассматриваемую эпоху следует считать всего лишь гипотетической фазой эволюции Вселенной, требующей более однозначных наблюдательных подтверждений.

### § 1.3. Происхождение легких элементов

Происхождение легких элементов D, Li, Be, B в общей проблеме нуклеосинтеза представляет самостоятельный интерес, так как эти элементы разрушаются в  $(p, \gamma)$ - и  $(p, \alpha)$ -реакциях при звездных температурах. Одним из объяснений их наблюдаемого обилия, как мы видели в § 1.1, является синтез в Большом Взрыве. Однако существуют и другие механизмы производства легких элементов. Прежде всего, это реакции скалывания при взаимодействии галактических космических лучей с межзвездной средой, затем — нуклеосинтез в сверхновых при прохождении ударной волны, а также некоторые возможные процессы синтеза в звездах определенного типа (например, в красных гигантах) [24].

В табл. 1.1 дана сводка наблюдаемых выходов легких элементов с массовым числом  $A \leq 11$  в различных астрофизических объектах. Как видно из таблицы, в качестве наблюдаемых галактических выходов можно принять следующие значения:  $D/H \approx (1 - 2) \cdot 10^{-5}$ ;  ${}^3\text{He}/H \approx (1 - 2) \cdot 10^{-5}$ ;  ${}^4\text{He}/H \approx 0,1$ ;  $\text{Li}/H \approx 10^{-9}$ ;  $\text{Be}/H = (1 - 2) \cdot 10^{-11}$ ;  $\text{B}/H = (2 - 5) \cdot 10^{-10}$ . Следует отметить при этом, что выход Li уменьшается на поверхности

Таблица 1.1

Наблюдаемые выходы легких элементов (по отношению к водороду) [24]

Нуклид	Межзвездное вещество	Звезды	Поверхность Солнца	Солнечная система	Метеориты
D	$10^{-6} - 2 \cdot 10^{-5}$	$< 10^{-6}$	$< 2,5 \cdot 10^{-7}$	$(2 \pm 0,4) \cdot 10^{-5}$	$(1,3 - 2) \cdot 10^{-4}$
$^3\text{He}$	$< 4 \cdot 10^{-5}$	—	—	$(2 \pm 1) \cdot 10^{-5}$	—
$^4\text{He}$	0,06 - 0,10	$\sim 0,10$	—	—	—
Li	$(3 - 6) \cdot 10^{-10}$	$10^{-7} - 10^{-9}$	$10^{-11}$	—	$1,5 \cdot 10^{-9}$
Be	$< 7 \cdot 10^{-11}$	$(1 - 2) \cdot 10^{-11}$	$10^{-11}$	—	$2 \cdot 10^{-11}$
B	$< 2 \cdot 10^{-9}$	$1,5 \cdot 10^{-10}$	$1,5 \cdot 10^{-10}$	—	$3 \cdot 10^{-10}$ $1,5 \cdot 10^{-9}$

более старых звезд вследствие термоядерного разрушения  $^6\text{Li}$ ,  $^7\text{Li}$  протонами. В то же время некоторые звезды в фазе красных гигантов обнаруживают значительный скачок в обилии Li вплоть до  $\text{Li}/\text{H} \sim 10^{-7}$ . При выборе наиболее достоверного значения выхода бора в последние годы отмечается некоторая неопределенность. Углеродные хондриты показывают отношение  $\text{B}/\text{H} \sim 10^{-9}$ , в то время как на солнечной поверхности, в ближайшей межзвездной среде и на поверхности нормальных звезд наблюдается  $\text{B}/\text{H} \sim 2 \cdot 10^{-10}$ . Принятое более низкое значение  $\text{B}/\text{H}$  объясняют возможностью химического фракционирования бора [6].

Ривс, Фаулер и Хойл [25] в 1970 г. предложили гипотезу галактического образования легких элементов благодаря взаимодействию галактических космических лучей с межзвездной средой. Галактические космические лучи (ГКЛ), представляющие собой изотропный поток частиц с энергией от  $10^6$  до  $10^{20}$  эВ, за время  $10^6 - 10^7$  лет испытывают многочисленные столкновения с ядрами атомов межзвездной среды, вызывая их расщепление. Легкие элементы могут образовываться при таком взаимодействии двумя различными механизмами: 1) быстрые ядра H, He в ГКЛ бомбардируют тяжелые элементы межзвездной среды и метеоритов [26], непосредственно производя легкие элементы почти в покое; 2) быстрые CNO-ядра бомбардируют межзвездные атомы водорода и гелия, превращаясь в ядра Li, Be и B в составе космических лучей [27], которые в дальнейшем замедляются до межзвездных тепловых энергий. Расчеты показывают [28], что преобладающим является вклад первого механизма

Таблица 1.2

Выходы легких элементов, обусловленные ГКЛ

Нуклид	Выход по отношению к водороду	Нуклид	Выход по отношению к водороду
$^6\text{Li}$	$8 \cdot 10^{-11}$	$^{10}\text{B}$	$8,7 \cdot 10^{-11}$
$^7\text{Li}$	$1,2 \cdot 10^{-10}$	$^{11}\text{B}$	$2 \cdot 10^{-10}$
$^9\text{Be}$	$2 \cdot 10^{-11}$		

(~ 70 %). В табл. 1.2 показаны выходы легких элементов, образующихся в реакциях скалывания за счет ГКЛ. Как видно из таблицы, ГКЛ могут производить наблюдаемые количества  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^9\text{Be}$ ,  ${}^{10}\text{B}$ ,  ${}^{11}\text{B}$ , в то время как  ${}^7\text{Li}$  недопроизводится почти в десять раз, а D и  ${}^3\text{He}$  — в сто раз.

Следует однако отметить, что указанные выше результаты получены в предположении состава ГКЛ, наблюдаемого в Солнечной системе. Нельзя исключить существование больших потоков низкоэнергетических частиц за пределами Солнечной системы (например, в области источников ГКЛ), которые зкранируются солнечными модуляционными эффектами. Такие надтепловые частицы могут далеко уйти от своих источников, но они интересны тем, что вызывают реакции  ${}^4\text{He} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^7\text{Li}$  и  ${}^4\text{He} + {}^{14}\text{N}(p, \alpha) \rightarrow {}^{11}\text{C}(\beta^+) {}^{11}\text{B}$ , имеющие самые низкие пороги среди реакций скалывания. Низкоэнергетические ГКЛ могут объяснить наблюдаемые изотопные отношения  ${}^7\text{Li}/{}^6\text{Li} = 12,5$ ,  ${}^{11}\text{B}/{}^{10}\text{B} = 4,0$ , в то время как в табл. 1.2 для высокоэнергетических ГКЛ эти отношения равны соответственно 1,5 и 2.

Хойл, Фаулер и Колгейт [29] предложили еще один возможный механизм образования дейтерия — во внешних оболочках сверхновой при распространении ударной волны. Ударная волна, двигаясь от внутренних к внешним слоям сверхновой, передает энергию все меньшему числу частиц так, что во внешних оболочках с плотностью  $10^{-8} < \rho < 10^{-5} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$  большая доля частиц может приобрести кинетическую энергию больше 30 МэВ/нуклон. Это приводит к полному развалу  ${}^4\text{He}$  на нейтроны и протоны. Плотность внешних слоев такова, что при последующем охлаждении ( $kT < 2 \text{ кэВ}$  — после прохождения ударной волны) нейтроны будут образовывать ядра дейтерия с помощью (n + p)-реакции, которые не разрушаются дальнейшим протонным захватом ( $p + D \rightarrow {}^3\text{He}$ ). Процесс охлаждения связан с переносом энергии сначала к ядрам, затем к электронам (при ионизации) и, наконец, от электронов к фотонам путем обратного комптоновского рассеяния и механизмов тормозного излучения. Обратное комптоновское рассеяние, в отличие от обычного, приводит к перераспределению энергии от высокоэнергетических электронов к фотонам (механизм тормозного излучения тоже заканчивается образованием высокоэнергетических фотонов).

Достоинство модели заключается в том, что она может дать объяснение происхождения всех легких элементов, так как Li, Be, B производятся в реакциях скалывания на CNO-ядрах.

Недостаток этой модели состоит в том, что интервал скоростей процесса охлаждения, удовлетворяющий требованиям модели, очень узок. Процесс охлаждения не должен быть слишком быстрым, так как в противном случае не успеет произойти разрушение гелия, и в то же время он не должен быть слишком медленным, чтобы не произошло расщепление дейтерия.

Особый интерес в ядерной астрофизике легких элементов вызывает  ${}^7\text{Li}$ . В отличие от D, Li, Be, B он может производиться дополнительно в красных гигантах и во взрывном горении гелия в новых. В красных гигантах  ${}^7\text{Li}$  может производиться по реакциям скалывания, во внешних оболочках или с помощью термоядерных реакций, происходящих на границе горячих водородно-гелиевых оболочек:  ${}^4\text{He} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^7\text{Li} + p$ ,  ${}^3\text{He} + {}^4\text{He} \rightarrow$

Таблица 1.3

Астрофизические объекты и ситуации, в которых возможен синтез легких элементов

Нуклид	Большой Взрыв	Галактические космические лучи	Галактические космические лучи + низко-энергетические космические лучи	Новые	Фаза красных гигантов
H	да	нет	нет	нет	нет
D	да	недостаточно	недостаточно	нет	—
<sup>3</sup> He	да	недостаточно	недостаточно	возможно	возможно
<sup>4</sup> He	да	нет	нет	нет	недостаточно
<sup>6</sup> Li	нет	да	да	нет	нет
<sup>7</sup> Li	вероятно	недостаточно	возможно	возможно	возможно
<sup>9</sup> Be	нет	да	да	нет	нет
<sup>10</sup> B	нет	да	да	нет	нет
<sup>11</sup> B	нет	недостаточно	да	возможно	нет

→ <sup>7</sup>Be +  $\gamma$ . В последнем случае температура достаточно низка для того, чтобы бериллий-7 смог захватить протон. Поэтому возможен лишь электронный захват: <sup>7</sup>Be + e<sup>-</sup> → <sup>7</sup>Li. Таким образом, <sup>7</sup>Li может быть объяснен целым рядом процессов в различных астрофизических объектах (галактические космические лучи, красные гиганты, новые, сверхновые). Проблема состоит в выборе правильной модели, реализующейся в природе.

В табл. 1.3 приведена сводка наиболее благоприятных астрофизических объектов, пригодных для природного синтеза легких элементов (см. [24]).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Alpher R.A., Bethe H., Gamow G. // Phys. Rev. — 1946. — V. 70. — P. 572–573; Ibid. — 1948. — V. 73. — P. 803–804.
2. Вайнберг С. Первые три минуты. — М.: Энергоиздат, 1982; Вайнберг С. Гравитация и относительность. — М.: Мир, 1975.
3. Зельдович Я.Б., Новиков И.Д. Строение и эволюция Вселенной. — М.: Наука, 1975.
4. Reeves H. // Ann. Rev. of Astron. — 1974. — V. 12. — P. 436–469.
5. Omnes R. // Phys. Rev. Lett. — 1969. — V. 23 — P. 38–40.
6. Богданова Л.М., Шаниро Е.С. // Письма ЖЭТФ. — 1974. — Т. 20 — С. 217.
7. Steigman G. // Proc. Int. Astr. Union Symp. — 1973. — No. 63. — P. 347–356.
8. Omnes R. // Phys. Rep. — 1972. — V. 30. — P. 1–15.
9. Wagoner R.V. // Astroph. J. — 1973. — V. 179. — P. 343–350; Wagoner R.V. // Ann. Rev. Astronomy and Astroph.: V.7 // Ed. L. Goldberg. — Annual Rev. Inc., 1969. — P. 553.
10. Силк Д. Большой взрыв. — М.: Мир, 1982.
11. Jang J. // Astroph. J. — 1979. — V. 227. — P. 697–704.
12. Olive K.A., Schramm D.N., Steigman G., Turner M.S., Jang J. // Astroph. J. — 1981. — V. 246. — P. 557–568.

13. Крамаровский Я.М., Чечев В.П. // Тезисы докладов XXXVII совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. — Л.: Наука, 1987. — С. 220.
14. Schwarzschild M. and Spitzer L. // Observatory. — 1953. — V. 73. — P. 77–81.
15. Schmidt M. // Astroph. J. — 1963. — V. 137. — P. 758–776.
16. Fricke K.J. // Ibid., 1973. — V. 183. — P. 941–958.
17. Truran J.W., Cameron A.G.W. // Astroph. Space. Sci. — 1971. — V. 14. — P. 179–222.
18. Hartquist T., Cameron A.G.W. // Ibid. — 1977. — V. 48. — P. 145–158.
19. Гуревич Л.Э., Чернин А.Д. Происхождение галактик и звезд. — М.: Наука, 1983.
20. Peebles P.J.E., Dicke R.H. // Astroph. J. — 1968. — V. 154. — P. 891–908.
21. Hirasawa T. // Prog. Theor. Phys. — 1969. — V. 42. — P. 523–543.
22. Ezer D., Cameron A.G.W. // Astroph. Space. Sci. — 1981. — V. 14. — P. 399–403.
23. Ostriker J.P. Lecture at Aspen Center for Physics. — 1976. — Цит. по [18].
24. Audouze J., Vauclair S. An Introduction to Nuclear Astrophysics. — Dordrecht, Holland: D. Reidel Publishing Company, 1980.
25. Reeves H., Fowler W.A., Hoyle F. // Nature. — 1970. — V. 226. — P. 727–729.
26. Лаврухина А.К. // Ядерная химия. — М.: Наука, 1965. — С. 7–33.
27. Богатин В.И., Ганза Е.А., Ложкин О.В. и др. // Препринт Радиового института им. В.Г. Хлопина 134. — Л., 1980.
28. Ostriker J.P. Lecture at Aspen Center for Physics. — 1976. — Цит. по [18].
29. Hoyle F., Fowler W.A. // Nature. — 1973. — V. 241. — P. 384–386; Colgate S.A. // Astroph. J. — 1973. — V. 181. — L53.

**РАСПРОСТРАНЕННОСТЬ ХИМИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ  
И НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ ДОКАЗАТЕЛЬСТВА НУКЛЕОСИНТЕЗА**

§ 2.1. Стандартная кривая распределения выходов элементов

Наблюдательные данные по распространенности химических элементов во Вселенной получены тремя основными методами: 1) исследованием образцов земного, лунного и метеоритного вещества; 2) изучением спектров электромагнитного излучения звезд, включая Солнце, и межзвездной среды; 3) определенном содержании ядер в солнечных и галактических космических лучах. Первый метод связан в основном с применением широко развитой техники анализа состава вещества (химия, радиохимия, спектральный анализ, ядерный магнитный резонанс, флуоресцентный анализ, нейтронная и гамма-спектроскопия и т.д.). Второй метод основан на анализе испускаемого и поглощаемого излучения с применением различной спектроскопической техники (фотометрия, фотография, болометрия, радиоастрономия, рентгеновская и гамма-астрономия). (Шкала длин волн и энергий различных видов излучения дана на рис. 2.1.) Для анализа состава космических лучей используется техника ядерной физики (ядерные фотоэмульсии, твердотельные детекторы, черенковские счетчики).

Несмотря на применение столь разнообразной техники, изотопный состав вещества хорошо изучен только для Солнечной системы и, прежде всего, на Земле и в метеоритах. На рис. 2.2 показано стандартное распреде-

Радиочастотная область										
Длинноволновая область			Коротковолновая область				Микроволновая область			
Частота	$10^3 \text{Гц} = 1 \text{кГц}$	$10^4 \text{Гц}$	$10^5 \text{Гц}$	$10^6 \text{Гц} = 1 \text{МГц}$	$10^7 \text{Гц}$	$10^8 \text{Гц}$	$10^9 \text{Гц}$	$10^{10} \text{Гц}$	$10^{11} \text{Гц}$	$10^{12}$
Волновое число	$10^7 \text{см}^{-1}$	$10^6 \text{см}^{-1}$	$10^5 \text{см}^{-1}$	$10^4 \text{см}^{-1}$	$10^3 \text{см}^{-1}$	$10^2 \text{см}^{-1}$	$10^1 \text{см}^{-1}$	$1 \text{см}^{-1}$	$10 \text{см}^{-1}$	$10 \text{см}^{-1}$
Длина волны	$10^7 \text{см}$	$10^6 \text{см}$	$10^5 \text{см} = 1 \text{км}$	$10^4 \text{см}$	$10^3 \text{см}$	$10^2 \text{см} = 1 \text{м}$	$10 \text{см}$	$1 \text{см}$	$1 \text{см}$	$10^{-1} \text{см} = 1 \text{мм}$
	$10^{-16} \text{эВ}$	$10^{-10} \text{эВ}$	$10^{-9} \text{эВ}$	$10^{-8} \text{эВ}$	$10^{-7} \text{эВ}$	$10^{-6} \text{эВ}$	$10^{-5} \text{эВ}$	$10^{-4} \text{эВ}$	$10^{-3} \text{эВ}$	$10^{-2} \text{эВ}$
	$10^{-7} \text{К}$	$10^{-6} \text{К}$	$10^{-9} \text{К}$	$10^{-4} \text{К}$	$10^{-3} \text{К}$	$10^{-2} \text{К}$	$10^{-1} \text{К}$	$10^0 \text{К} = 1 \text{К}$	$10^1 \text{К}$	$10^2 \text{К}$

Оптическая область				Рентгеновская область				Область гамма-излучения		
Инфракрасная область		Ультрафиолетовая область								
$10^{12} \text{Гц}$	$10^{13} \text{Гц}$	$10^{14} \text{Гц}$	$10^{15} \text{Гц}$	$10^{16} \text{Гц}$	$10^{17} \text{Гц}$	$10^{18} \text{Гц}$	$10^{19} \text{Гц}$	$10^{20} \text{Гц}$	$10^{21} \text{Гц}$	$10^{22} \text{Гц}$
$10^2 \text{см}^{-1}$	$10^3 \text{см}^{-1}$	$10^4 \text{см}^{-1}$	$10^5 \text{см}^{-1}$	$10^6 \text{см}^{-1}$	$10^7 \text{см}^{-1}$	$10^8 \text{см}^{-1}$	$10^9 \text{см}^{-1}$	$10^{10} \text{см}^{-1}$	$10^{11} \text{см}^{-1}$	$10^{12} \text{см}^{-1}$
$10^{-2} \text{см}$	$10^{-3} \text{см}^{-1}$	$1 \text{мкм} = 10^{-4} \text{см}$	$10^{-5} \text{см}$	$10^{-6} \text{см}$	$10^{-7} \text{см} = 1 \text{нм}$	$10^{-8} \text{см} = 1 \text{А}$	$10^{-9} \text{см}$	$10^{-10} \text{см}$	$10^{-11} \text{см}$	$10^{-12} \text{см}$
$10^3 \text{эВ}$	$10^2 \text{эВ}$	$10^1 \text{эВ}$	$1 \text{эВ}$	$10 \text{эВ}$	$10^2 \text{эВ}$	$10^3 \text{эВ} = 1 \text{кэВ}$	$10^4 \text{эВ}$	$10^5 \text{эВ}$	$10^6 \text{эВ} = 1 \text{МэВ}$	$10^7 \text{эВ}$
$10^8 \text{К}$	$10^7 \text{К}$	$10^3 \text{К}$	$10^4 \text{К}$	$10^5 \text{К}$	$10^6 \text{К}$	$10^7 \text{К}$	$10^8 \text{К}$	$10^9 \text{К}$	$10^{10} \text{К}$	$10^{11} \text{К}$

Рис. 2.1. Шкала электромагнитных волн

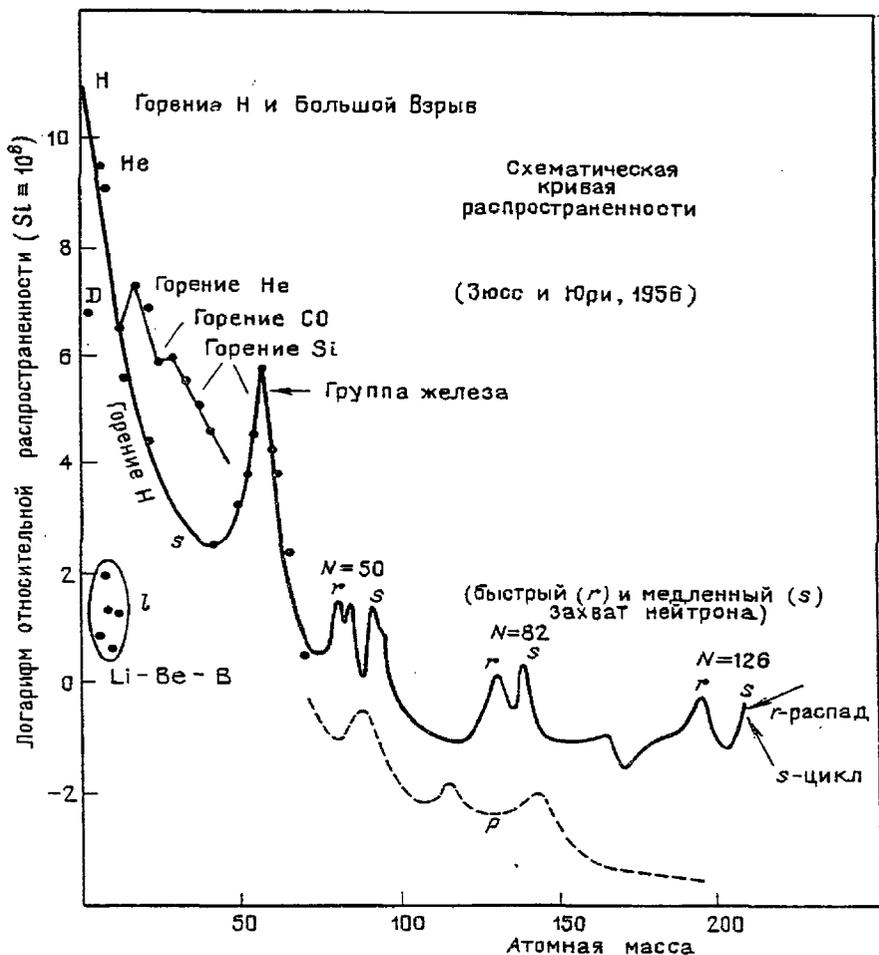


Рис. 2.2. Схематическая кривая распространённости нуклидов относительно  $Si \approx 10^6$  в зависимости от относительной атомной массы для Солнца и подобных звезд главной последовательности

ление выходов элементов Солнечной системы. Водород и гелий составляют 99,9% полной массы, различаясь по числу атомов в 10 раз. С увеличением массового числа выходы резко падают, обнаруживая максимумы для групп CNO и Fe. Несколько пиков проявляются для более тяжелых элементов в районе магических чисел нейтронов  $N=50, 82, 126$ .

Состав вещества большинства звезд и галактик, так же как и межзвездной среды, в основном следует стандартной кривой распределения. Однако существуют отклонения от нее, вызванные различными физическими эффектами.

Более старые звезды, принадлежащие гало нашей Галактики и шаровым скоплениям, содержат металлов в  $10-10^3$  раз меньше, чем Солнечная сис-

тема. Это связано с химической эволюцией галактик. В Малом и Большом Магеллановых Облаках обилие металлов более низкое, чем в нашей Галактике, что может быть объяснено более низкой скоростью звездообразования в этих галактиках. В межзвездной среде отношение выходов D/H в 10 раз ниже, чем на Земле и в метеоритах, а отношение  $^{13}\text{C}/^{12}\text{C}$  — в 2–4 раза выше. Это обусловлено разрушением дейтерия в недрах звезд и обогащением углеродом-13 в областях активного звездообразования. Важная группа звезд обнаруживает содержание металлов, существенно отличающееся от стандартного распределения. Суперметаллические звезды (бариевые звезды, CNO-звезды и др.) имеют очень высокое обилие металлов. Существуют также обогащенные и обедненные гелием звезды, звезды с низкой интенсивностью линий CaII и изменяющейся светимостью, а также группа пекулярных звезд главной последовательности с аномальным содержанием химических элементов.

Состав галактических космических лучей по сравнению с Солнечной системой имеет обогащение металлами относительно водорода и гелия в 10–100 раз и легкими элементами Li, Be, B —  $10^4$  раз больше, чем на поверхности звезд. Это может быть объяснено реакциями скалывания [1].

Следует отметить, что в последние годы появились свидетельства в пользу того, что изотопный состав Солнечной системы является не столь однородным, как казалось раньше. Открыты изотопные аномалии в кислороде, неоне, магнии, алюминии [2–5]. Это может служить указанием на многообразие процессов, сформировавших шестство Солнечной системы. Различия в химическом составе Солнечной системы и звезд отражают скорее всего конкретные особенности происхождения различных астрофизических объектов. Несмотря на эти различия, требующие объяснения, усредненная кривая распределения выходов элементов, показанная на рис. 2.2, остается главной "экспериментальной" основой теории нуклеосинтеза.

## § 2.2. Изотопные аномалии в метеоритах

Наибольшее количество информации, которое легло в основу построения обобщенной кривой распространенности элементов Солнечной системы, получено из данных по изотопному содержанию метеоритов. Если протосолнечное облако прошло стадию достаточно высокой температуры, фракционирование элементов в метеоритах определяется в основном их летучестью. Примерно одинаковый изотопный состав различных метеоритов является аргументом в пользу такого предположения. Некоторые изотопные аномалии, наблюдающиеся тем не менее в метеоритах, можно связать с распадом короткоживущих радионуклидов после образования Солнечной системы. В то же время изотопные аномалии в O, Si, Ca, S, Ba и Nd могут служить указанием на более сложный характер эволюции досолнечного облака. В частности, Клейтон [6] считает, что аномалии возникают в сохранившихся в метеоритах досолнечных зернах межзвездного вещества, образовавшихся при остывании расширяющихся оболочек новых и сверхновых.

Аномалии изотопного состава в метеоритах, связанные с распадом короткоживущих ядер, были впервые обнаружены в 1960 г. при исследовании содержаний изотопов ксенона [7]. Наблюдавшийся в метеорите

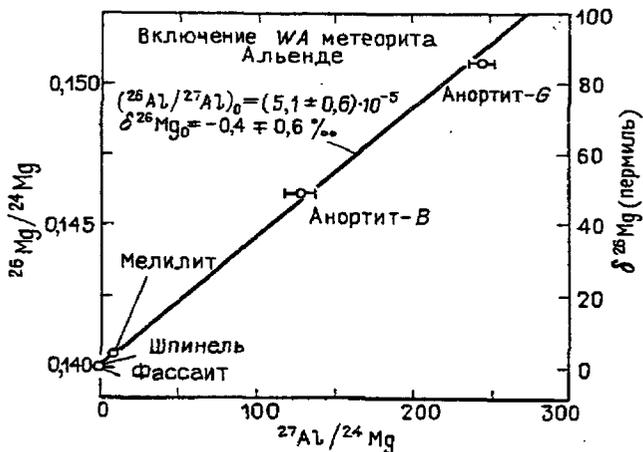


Рис. 2.3. Зависимости отношения  $^{26}\text{Mg}/^{24}\text{Mg}$  от отношения  $^{27}\text{Al}/^{24}\text{Mg}$  в различных группах минералов. Избыток  $^{26}\text{Mg}$  линейно коррелирует с количеством  $^{27}\text{Al}$  в минералах. В связи с одинаковой химической природой  $^{26}\text{Al}$  и  $^{27}\text{Al}$  можно заключить, что минералы, богатые  $^{27}\text{Al}$ , были вначале обогащены и  $^{27}\text{Al}$ , который затем распался и дал избыток  $^{26}\text{Mg}$  [11]

Ричардсона избыток ксенона-129 коррелировал с  $^{127}\text{I}$  и тем самым можно было сделать вывод о том, что  $^{129}\text{Xe}$  образовался в результате распада  $^{129}\text{I}$  ( $T_{1/2} = 1,6 \cdot 10^7$  лет). Аналогичное исследование избытка тяжелых изотопов ксенона в метеорите-хондрите Пасамонте привело к предположению, что такой избыток происходит от спонтанного деления  $^{244}\text{Pu}$  [8]. В дальнейшем были открыты метеоритные аномалии в  $^{26}\text{Mg}$ , получающиеся при распаде  $^{26}\text{Al}$  ( $T_{1/2} = 7 \cdot 10^5$  лет), и в  $^{107}\text{Ag}$  — за счет  $\beta$ -распада  $^{107}\text{Pd}$  ( $T_{1/2} = 6,5 \cdot 10^6$  лет). Вассербург и Папанастасиу [9, 10] обсуждают возможность обнаружения в будущем предполагаемых аномалий в  $^{41}\text{K}$  от распада  $^{41}\text{Ca}$  ( $T_{1/2} = 1 \cdot 10^5$  лет), в  $^{53}\text{Cr}$  — от распада  $^{53}\text{Mn}$  ( $T_{1/2} = 4 \cdot 10^6$  лет), в  $^{60}\text{Ni}$  — от распада  $^{60}\text{Fe}$  ( $T_{1/2} = 3 \cdot 10^5$  лет) и в  $^{142}\text{Nd}$  — от распада  $^{146}\text{Sm}$  ( $T_{1/2} = 1 \cdot 10^8$  лет). Наиболее интересные следствия для сценария нуклеосинтеза получаются из исследования радиоактивного распада  $^{26}\text{Al}$ . На рис. 2.3 представлена зависимость отношения  $^{26}\text{Mg}/^{24}\text{Mg}$  от отношения  $^{27}\text{Al}/^{24}\text{Mg}$  в различных группах минералов, взятых из хондров метеорита Альенде, обогащенного алюминием. Избыток  $^{26}\text{Mg}$  линейно коррелирует с обилием  $^{27}\text{Al}$ . Так как  $^{26}\text{Al}$  химически идентичен  $^{27}\text{Al}$ , отсюда можно сделать вывод, что минералы, богатые  $^{27}\text{Al}$ , были вначале обогащены также и  $^{26}\text{Al}$ , который затем распался в том же месте и дал избыток  $^{26}\text{Mg}$ .

Метеорит Альенде относится к типу углистых хондритов, в которых, как считается, содержится первичное протосолнечное вещество, не изменившееся с момента затвердевания метеоритов. Если промежуток времени между последними событиями нуклеосинтеза и конденсацией метеоритного вещества был бы значительно больше среднего времени жизни  $^{26}\text{Al}$ , то накопление  $^{26}\text{Mg}$  в минералах, богатых алюминием, не имело бы места.

Тот факт, что аномалия  $^{26}\text{Mg}$  наблюдается в метеоритах, указывает, что нуклеосинтез происходил в Галактике вплоть до образования Солнечной системы или по крайней мере закончился всего лишь за несколько млн лет до ее образования.

Наибольшее число избыточных аномалий обнаружено при исследовании метеорита Альенде. Это самый большой углистый хондрит, упавший на земную поверхность (масса первоначального тела  $\sim 2000$  кг), что позволило получить множество образцов для космохимического анализа (рис. 2.4). Кроме того, он богат различными типами включений, в том числе обогащенных Са—Al. Большие изотопные аномалии, касающиеся благородных газов He, Ne, Kr, Xe, были открыты задолго до широкого исследования метеорита Альенде, как, например, упомянутые выше ксеноновые аномалии. В случае гелия и неона избыток  $^3\text{He}$  и  $^{21}\text{Ne}$ , наблюдаемый в метеоритах, связан с бомбардировкой их солнечными космическими лучами в период между разрушением родительских тел и падением метеоритов на Землю. Аномалии в содержании кислорода, кремния, кальция, серы, стронция, бария, неодима менее заметны, и их открытие стало возможным только в по-



Рис. 2.4. Хондриты. Каменные метеориты типа хондритов содержат мрамороподобные вкрапления из вещества, которое несет на себе следы сильного плавления, свидетельствующие о том, что эти вкрапления образовались при высокой температуре. Хондриты — самые старые из известных пород, они существовали еще до образования Солнца. Повышенное содержание некоторых изотопов, обнаруженное в определенных хондритах, свидетельствует о загрязнении этими изотопами — возможно, в результате близкого взрыва сверхновой — облака, из которого конденсировалась Солнечная система. Наиболее хорошо изучены образцы, взятые из метеорита Альенде (а), углисто-го хондрита, который упал в Мексике в 1969 г. Крупным планом показан также образец хондрита, упавшего на территории Чехословакии (б). Рисунок и текст взяты из [12]

следние годы (см., например, [13]) во многом благодаря такому объекту исследования, как метеорит Альенде. Эта группа аномалий способствовала более детальному изучению сценария образования Солнечной системы.

Рассмотрим для определенности наиболее известную из этой группы аномалию, касающуюся изотопного состава кислорода [1, 6, 14]. Впервые она была исследована в 1979 г. группой американских ученых из Чикаго [3], использовавших масс-спектрометрический анализ  $^{17}\text{O}/^{16}\text{O}$  и  $^{18}\text{O}/^{16}\text{O}$  в белых включениях метеорита Альенде. Физико-химические процессы, вызывающие фракционирование этих изотопов кислорода, пропорциональны разности масс между изотопами: если фракционирование увеличивает отношение  $^{17}\text{O}/^{16}\text{O}$  на величину  $a$ , оно должно увеличивать отношение  $^{18}\text{O}/^{16}\text{O}$  на величину  $2a$ . Это действительно наблюдается во всех земных и лунных породах и метеоритах других типов [1].

В углистых хондритах типа Альенде относительное изменение  $^{18}\text{O}/^{16}\text{O}$  (по отношению к стандартному в океанской воде) равно относительному изменению  $^{17}\text{O}/^{16}\text{O}$ , в то время как в обычных породах оно должно быть вдвое больше. Объяснение, предложенное в работе [3], предполагает перемешивание 5% чистого  $^{16}\text{O}$  с "нормальной" смесью изотопов кислорода. Такое перемешивание возможно в сценарии образования Солнечной системы, вызванного близкими (10–20 парсек) взрывами сверхновой. Зерна, образующиеся во внешних слоях сверхновой (при горении гелия), содержат с гораздо большей вероятностью синтезированный  $^{16}\text{O}$ , нежели  $^{18}\text{O}$  и  $^{17}\text{O}$ . Рис. 2.5 иллюстрирует сценарий, в котором ударная волна от взрыва сверхновой вызывает сжатие межзвездного протосолнечного облака, обеспечивая перемешивание газа и пыли сверхновой с протосолнечным веществом.

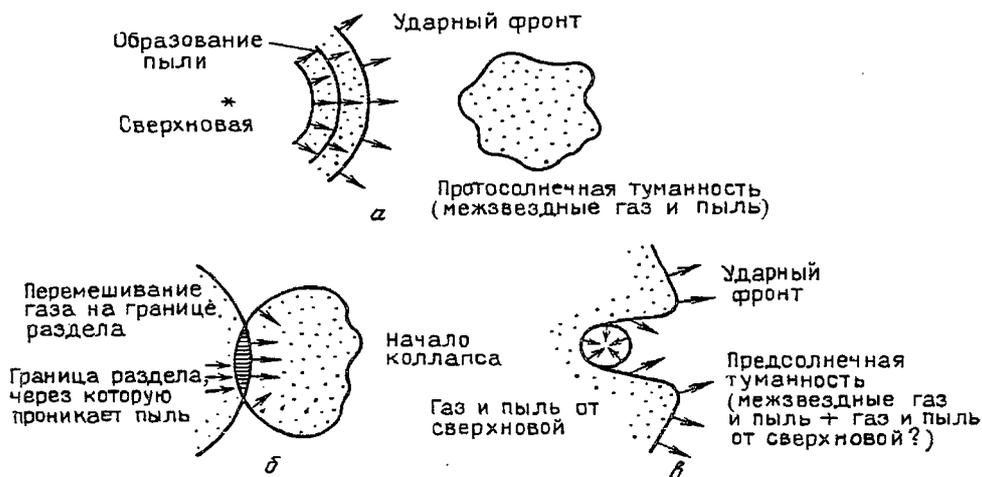


Рис. 2.5. Сценарий образования Солнечной системы [15]: выброс газа и пыли сверхновой (а) сталкивается с протосолнечной туманностью и она начинает сжиматься по схеме б; газ и пыль сверхновой перемешиваются с газами и пылью туманности на поверхности раздела. Коллапс протосолнечной туманности (в). Основная масса облака выброса сверхновой, продолжающая расширяться, обтекает протосолнечное облако

Наблюдательные данные с точки зрения гипотезы, связывающей происхождение изотопных аномалий с досолнечными зернами, исследованы, в частности, в работе [16]. Авторы этой работы выполнили расчеты равновесной конденсации химических элементов в различных слоях охлаждающейся сверхновой, соответствующих последовательным стадиям статического ядерного горения, и предложили сценарий, который в состоянии объяснить наблюдаемые изотопные аномалии кислорода, магния, неона и ксенона.

Одна из наиболее общих, ярко выраженных и рано обнаруженных аномалий в распространенности нуклидов связана с особой устойчивостью ядер, число протонов в которых близко к магическому  $Z = 50$ , а число нейтронов близко к  $N = 82$ . Она проявляется в области массовых чисел  $A = 128 \div 132$  для изотопов теллура и ксенона. Выходы этих нуклидов в Солнечной системе согласно данным [23] имеют следующие значения (по отношению к кремнию:  $\text{Si} \equiv 10^6$ ):  $^{128}\text{Te} - 2,07$ ;  $^{130}\text{Te} - 2,24$ ;  $^{128}\text{Xe} - 0,127$ ;  $^{129}\text{Xe} - 1,61$ ;  $^{130}\text{Xe} - 0,25$ ;  $^{131}\text{Xe} - 1,25$ ;  $^{132}\text{Xe} - 1,52$ ; По сравнению со средней распространенностью соседних четно-четных нуклидов выходы  $^{128}\text{Te}$ ,  $^{132}\text{Te}$ ,  $^{129}\text{Xe}$ ,  $^{134}\text{Xe}$ ,  $^{131}\text{Xe}$ ,  $^{132}\text{Xe}$  обнаруживают значительное увеличение. Если принять распространенность четно-четных изотопов  $^{124}\text{Te} (0,30)$  и  $^{130}\text{Xe} (0,25)$  за единицу, выходы указанных выше нуклидов с  $A = 128 \div 132$  превышают нормальную распространенность в 5–8 раз.

Сейчас мы знаем (см. гл. 5), что увеличение выходов в рассматриваемой области массовых чисел связано с одним из основных пиков  $r$ -процесса при  $A = 130$ . Однако нельзя игнорировать важный механизм образования изотопов теллура и ксенона, который обусловлен не прямыми нейтронными захватами, приводящими к нейтронообогащенным ядрам с  $Z \sim 50$ ,  $N \sim 82$  с последующим их  $\beta$ -распадом к рассматриваемым стабильным нуклидам, а вторичным процессом – делением тяжелых атомных ядер, синтезирующихся в  $r$ -процессе при взрывах сверхновых.

Взрыве этот механизм синтеза изотопов теллура и ксенона с  $A = 128 \div 132$  был предложен в 1950 г. И.П. Селиновым [24], который дал подробное описание рассматриваемой аномалии и объяснил ее происхождение процессом деления тяжелых трансурановых нуклидов [25]. Цепочки  $\beta$ -радиоактивных осколков деления трансурановых нуклидов не доходят до  $^{128}\text{Xe}$  и  $^{130}\text{Xe}$ , так как заканчиваются на изобарах  $^{128}\text{Te}$  и  $^{130}\text{Te}$ . Поэтому накопление осколков деления может служить причиной наблюдаемой закономерности в распространенности изотопов теллура и ксенона с  $A = 128 \div 132$  (избыток  $^{129}\text{Xe}$  в метеоритах, как уже отмечалось, связан с распадом  $^{129}\text{I}$ ). Однако в 1950 г. было неясно, каким делящимся трансурановым нуклидам приписать "осколочную часть" выходов изотопов теллура и ксенона. Позднее И.П. Селинов высказал предположение, что резкое увеличение выходов от  $A = 125$  к  $A = 129 \div 132$  обусловлено симметричным делением неизвестных наиболее тяжелых  $\beta$ -устойчивых изотопов с  $Z > 100$ , например,  $^{264}\text{No}$ ,  $^{266}\text{No}$  [26]. Недавнее обнаружение [27] чрезвычайно узкого максимума выходов осколков деления с массовыми числами  $A = 128 \div 132$  при симметричном спонтанном делении  $^{260}\text{Md} \rightarrow \sim ^{132}_{50}\text{Sn} + \sim ^{128}_{51}\text{Sb}$  (или продуктов его  $\alpha$ -распада) подтверждает это предсказание почти тридцатилетней давности. Если нуклеосинтез в астрофизических процессах нейтронного захвата достигает области делящихся

$\beta$ -устойчивых сверхтяжелых ядер с  $Z = 100 \div 114$ , продукты из деления могут существенно повлиять на структуру кривой распространенности нулидов и, в частности, на пик  $\gamma$ -процесса при  $A = 130$ .

### § 2.3. Наблюдательные свидетельства нуклеосинтеза

Как уже говорилось в § 2.2, распад радиоактивного  $^{26}\text{Al}$  может служить свидетельством нуклеосинтеза, который происходил вплоть до образования Солнечной системы. Недавно [17] были получены доказательства того, что  $^{26}\text{Al}$  присутствует в межзвездной среде и в настоящее время. Это является указанием на продолжающийся в Галактике нуклеосинтез [11]. На рис. 2.6 приведен спектр  $\gamma$ -излучения от экваториальной плоскости Галактики [17]. Он был зарегистрирован приборами, находившимися на борту спутника "НЕАО-3". Наблюдаемая при энергии 1809 кэВ интенсивная линия вызвана переходом между первым возбужденным уровнем  $^{26}\text{Mg}$  и его основным состоянием. Этот гамма-переход является следствием реакции  $^{26}\text{Al}(e^+, \nu) ^{26}\text{Mg}^*(\gamma) ^{26}\text{Mg}$ , указывающей на присутствие в межзвездной среде  $^{26}\text{Al}$ .

Убедительные наблюдательные данные о нуклеосинтезе в Галактике получены также при исследовании остатков сверхновых в оптическом и рентгеновском диапазонах. Шевалье и Киршнер [18] с помощью спектральных наблюдений в оптическом диапазоне быстро движущихся узлов в остатке сверхновой Кассиопея-А получили следующие относительные значения обилий (по отношению к солнечному) серы, аргона и кальция:  $[S/O] = 61$ ;  $[Ar/O] = 55$ ;  $[Ca/O] = 59$ . Увеличенное по отношению к солнечному содержание элементов группы кремния и уменьшенное содержание

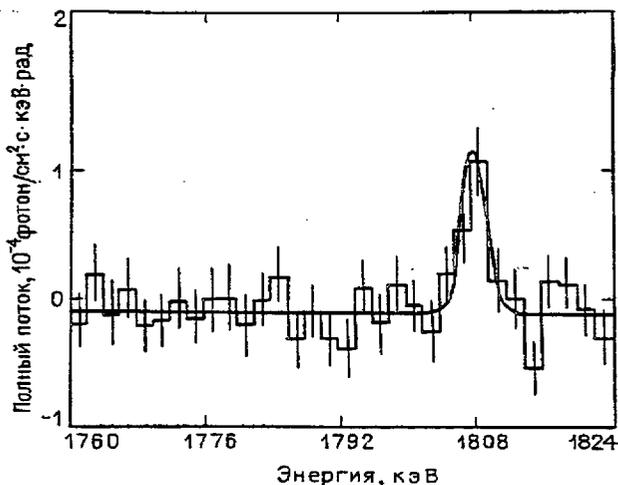


Рис. 2.6. Данные, полученные на "НЕАО-3" по  $\gamma$ -излучению от экваториальной плоскости Галактики [17] в интервале энергий от 1760 до 1824 кэВ [11]. Линия, соответствующая 1809 кэВ, происходит, по-видимому, от распада  $^{26}\text{Al}$  ( $T_{1/2} = 7,16 \cdot 10^5$  лет) в возбужденное состояние

кислорода явно свидетельствуют в пользу следов горения кислорода в исследуемом узле остатка сверхновой. В рентгеновском диапазоне излучение остатка сверхновой Тихо Браге наблюдалось приборами Эйнштейновской обсерватории на спутнике HEAO-2 [19]. Спектр излучения показан на рис. 2.7. В спектре отчетливо обнаруживаются линии характеристического рентгеновского излучения Si, S, Ar и Ca. Оценки Шалла [20], сделанные на основании этих данных, показывают, что в остатке сверхновой Тихо Браге обилия кремния и серы увеличены примерно в семь раз по отношению к солнечным, а обилия аргона и кальция – в три раза. Это еще одно подтверждение нуклеосинтеза в сверхновых.

Как известно, конечным продуктом взрывного горения кремния в оболочке сверхновой является  $^{56}\text{Ni}$  со средним временем жизни 8,8 суток (см. гл. 3). В модели сверхновой I типа начальным источником энергии, необходимой для сброса оболочки, считается  $\gamma$ -излучение, возникающее в результате электронного захвата  $^{56}\text{Ni} \xrightarrow{\beta^-} ^{56}\text{Co}^*(\gamma) ^{56}\text{Co}$ . Следующим источником энергии служит распад  $^{56}\text{Co}$  ( $T_{1/2} = 78,76$  сут) с испусканием каскадов гамма-квантов при разрядке возбужденных уровней  $^{56}\text{Fe}$ . Эти гамма-кванты, так же как позитроны, испускаемые при распаде ядер  $^{56}\text{Co}$ , нагревают выбрасываемое вещество сверхновой, вызывая изменение ее светимости в течении времени, соответствующего времени жизни  $^{56}\text{Co}$ . Подтверждением правильности такой модели явились наблюдения спектра поглощения в максимуме блеска недавно обнаруженной сверхновой I типа

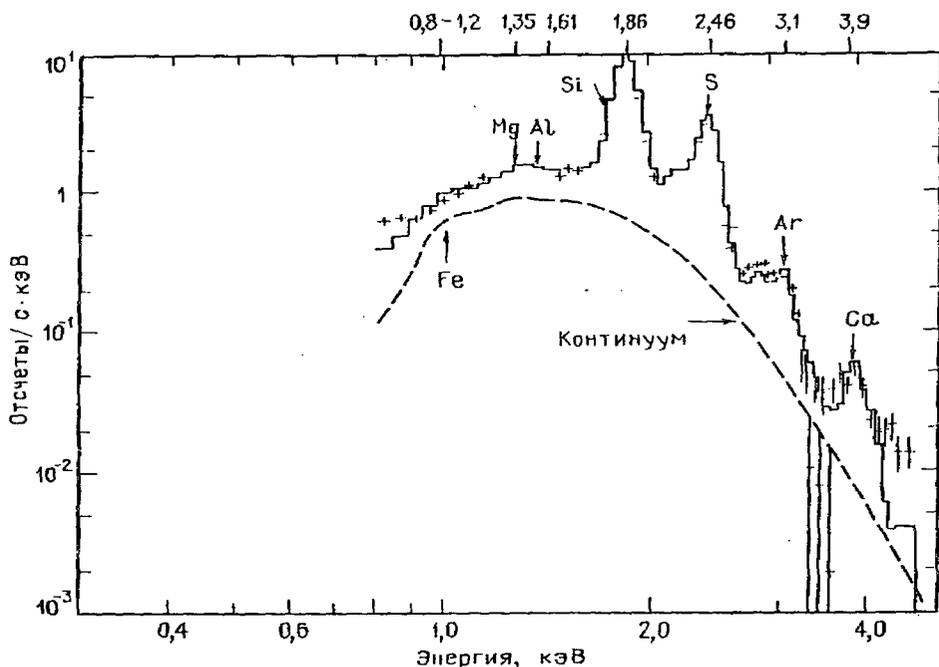


Рис. 2.7. Данные Эйнштейновской обсерватории, полученные на "HEAO-2", по рентгеновскому спектру остатка сверхновой Тихо Браге [19]

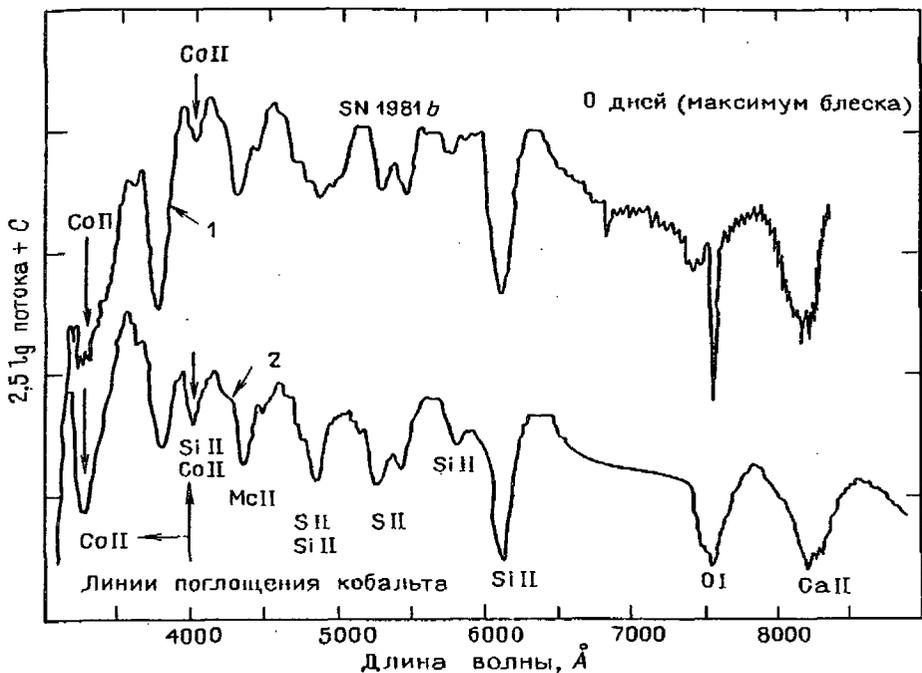


Рис. 2.8. Спектр поглощения SN 1981b в максимуме блеска, показывающий особенности линии поглощения Co(II) [21] (1) и спектр, получающийся в модели дефляционного горения углерода со сверхновой I типа [22] (2)

SN 1981b. Как видно из рис. 2.8, в наблюдаемом спектре действительно просматриваются линии поглощения кобальта Co II [21, 22].

Таким образом, уже сейчас имеются надежные свидетельства нуклеосинтеза в астрофизических объектах. Дальнейшее накопление наблюдательных данных позволит, вероятно, сделать количественную проверку наших представлений о природном ядерном синтезе.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Nucleosynthesis, Gordon and Breach Science/Eds W.D. Arnett, C.J. Hansen, J.W. Truran, A.G.W. Cameron. — New York: Pubs. Inc., 1968.
2. Blake D.C. // Geochim. Cosmochim. Acta. — 1971. — V. 35. — P. 230–235.
3. Clayton R.N., Grossman L., Mayeda T.K. // Science. — 1973. — V. 182. — P. 485–488.
4. Eberhardt P. // Earth Planet. Sci. Lett. — 1974. — V. 24. — P. 182–187.
5. Lee T., Papanastassiou D., Wasserburg G.J. // Geophys. Res. Lett. — 1976. — V. 3. — P. 109–112.
6. Clayton D.D. // Space Sci. Rev. — 1979. — V. 24. — P. 147–226; Astroph. J. — 1983. — V. 268. — P. 381–384.
7. Reynolds J.H. // Phys. Rev. Lett. — 1960. — V. 4. — P. 8–10.

8. Чечев В.П., Крамаровский Я.М. Радиоактивность и эволюция Вселенной. — М.: Наука, 1978.
9. Wasserburg G.J., Papanastassiou D.A. // Essays in Nuclear Astroph./Ed. C.A. Barnes, D.D. Clayton, D.N. Schramm. — Cambridge: Cambridge University Press, 1982. — P. 77.
10. Lee T., Papanastassiou D.A., Wasserburg G.J. // Astroph. J. Lett. — 1977. — V. 211. — P. L107. — L 110.
11. Фаулер У.А. // УФН. — 1985. — Т. 145, вып. 3. — С. 441–488.
12. Силк Д. Большой Взрыв. — М.: Мир, 1982.
13. Sandler D.G., Koontin S.E., Fowler W.A. // Astroph. J. — 1982. — V. 259. — P. 908–919.
14. Begeman F. // Rep. Prog. Phys. — 1980. — V. 43. — P. 1309–1356.
15. Шрамм Д. // Протозвезды и планеты: Ч. 2. — М.: Мир, 1982. — С. 440–457.
16. Lattimer J.M., Schramm D.N., Grossman L. // Astroph. J. — 1978. — V. 219. — P. 230–249.
17. Mahoney W.A. et al. // Ibid. — 1984. — V. 278. — P. 784–790.
18. Chevalier R.A., Kirshner R.P. // Astroph. J. — 1979. — V. 233. — P. 154–162.
19. Becker R.H., Holt S.S. et al. // Astroph. J. Lett. — 1979. — V. 234. — P. L73–L76.
20. Shull J.M. // Astroph. J. — 1982. — V. 262. — P. 308–314.
21. Branch D. et al. // Ibid. — 1983. — V. 270 — P. 123–129.
22. Nomoto K. // Ibid. — 1982. — V. 253. — P. 798–810; V. 257. — P. 780–782.
23. Камерон А. Дж. У. // Ядерная астрофизика / Под ред. Ч. Барнса, Д. Клейтона, Д. Шрамма, — М., Мир, 1986. — С. 33–52.
24. Селинов И.П. Френкель Я.И. // Принципы теории атомных ядер. — Изд. 1-е. — Л.: Изд-во АН СССР, 1950. — Приложение II.
25. Чердынцев В.В. Распространенность химических элементов. — М.: ГИТТИ, 1956.
26. Selinov I.P. Proceedings of the Second International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy. — Geneva, 1958. — V. 30. — P. 307; Proceedings of the Third International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy. — Geneva, 1964. — V. 15. — P. 385.
27. Loughheed, Hulet, Wild, Daugan Dypsyk, Henderson Hohn. Spontaneous Fissions from a Source of  $^{260}\text{Md}$ . — Reports to the Doe Nuclear Data Committee. — May 1985. — P. 73.

**ТЕРМОЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ В ЗВЕЗДАХ.  
ОБРАЗОВАНИЕ ЭЛЕМЕНТОВ ОТ УГЛЕРОДА ДО ЖЕЛЕЗА**

**§ 3.1. Скорости термоядерных реакций**

Все тяжелые элементы начиная с углерода возникли при ядерных реакциях в недрах звезд нашей Галактики. Распространенность ядер с  $A \leq 60$  можно объяснить термоядерными реакциями синтеза с участием заряженных частиц. Рассмотрим принятую в ядерной физике форму описания таких реакций [1]. Скорости ядерных реакций  $r_{A,a}$  в звездах обычно даются выражением

$$r_{A,a} = N_A N_a \sigma_{A,a} v_a, \quad (3.1)$$

где  $N$  — концентрация частиц,  $a$  — налетающая частица,  $A$  — ядро мишени,  $\sigma$  — сечение реакции,  $v$  — скорость в системе центра масс.

Считается, что в звездах ядра находятся в термодинамическом равновесии, так что их скорости следуют закону распределения Максвелла—Больцмана (рис. 3.1). Выражение (3.1) переходит тогда в

$$r_{A,a} = N_A N_a \lambda_{A,a}, \quad (3.2)$$

где  $\lambda_{A,a} = \langle \sigma v \rangle_{A,a}$  — произведение  $\sigma v$ , усредненное по всем возможным скоростям максвелловского распределения. Время жизни ядра  $A$  относительно реакции  $(A, a)$  дается соотношением

$$\tau_{A,a} = \frac{1}{\lambda_{A,a} N_a}. \quad (3.3)$$

Число ядер, разрушающееся за время  $\Delta t$ , равно

$$\Delta N_A = r_{A,a} \Delta t = \lambda_{A,a} N_A N_a \Delta t = \frac{N_A}{\tau_{A,a}} \Delta t. \quad (3.4)$$

На рис. 3.2 приведена кривая зависимости сечения реакции  $^{12}\text{C} + p \rightarrow ^{13}\text{N} + \gamma$  от энергии налетающего протона  $E_p$ . При малых энергиях ( $E \leq 100$  кэВ) сечение быстро увеличивается, затем кривая обнаруживает резонансную структуру, а при энергиях  $E > 10$  МэВ резонансы столь близки

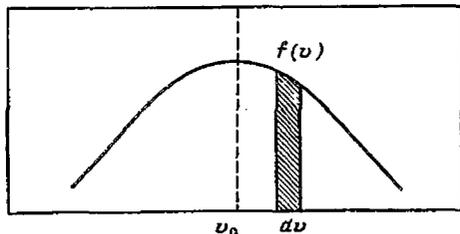


Рис. 3.1. Максвелловский закон распределения скоростей

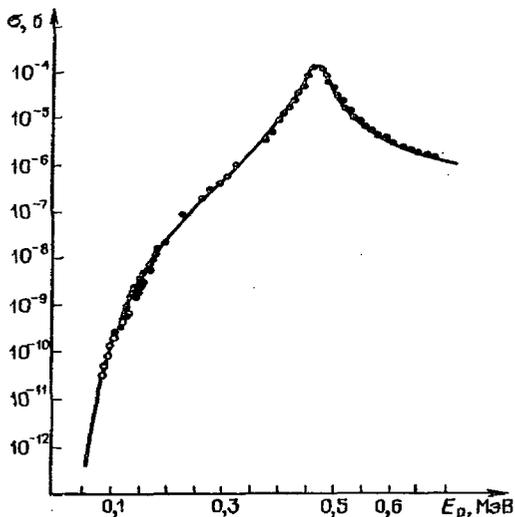


Рис. 3.2. Зависимость сечения реакции  $^{12}\text{C} + \text{p} \rightarrow ^{13}\text{N} + \gamma$  от энергии налетающего протона. Резонанс наблюдается для энергии протонов 0,406 МэВ

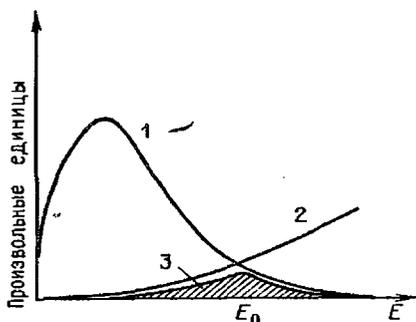


Рис. 3.3. Зависимость скорости реакций от энергии. 1 – относительная скорость ядер, следующих распределению Максвелла – Больцмана. Скорость ядерных реакций 3 есть результат произведения сечения ядерных реакций 2 на относительную скорость 1

и многочисленны, что кривая снова становится плавной, сечение продолжает увеличиваться. Так как скорость реакции зависит от сечения, которое растет с энергией, и максвелловского распределения, которое уменьшает число частиц с большими энергиями (рис. 3.3), существует оптимальная энергия  $E_G$ , для которой скорость реакций максимальна:

$$E_G \approx Z_A^2 Z_a^2 A. \quad (3.5)$$

При низких энергиях с учетом проникаемости кулоновского барьера сечение реакции описывается формулой Гамова

$$\sigma(E) = \frac{S(E)}{E} \exp \left[ - \left( \frac{E_G}{E} \right)^{1/2} \right], \quad (3.6)$$

где  $S(E)$  – медленно изменяющаяся функция энергии, зависящая от типа

реакции. В астрофизических условиях энергии реакций с участием заряженных частиц на несколько порядков по величине меньше, чем наиболее низкие энергии в лабораторных экспериментах. Метод Солпитера позволяет экстраполировать от значений сечений, измеренных в лаборатории, к значениям сечений при эффективных энергиях реакций в звездах. С этой целью рассчитывают астрофизический множитель

$$S(E) = E \sigma(E) \exp\left(\frac{E_G}{E}\right)^{1/2} \quad (3.7)$$

Он дает возможность исключить быстро меняющийся с энергией множитель в формуле Гамова.

Эффективная энергия реакции в звездах  $E_0$  зависит от температуры:

$$E_0 \propto E_G^{1/3} T^{2/3} \quad (3.8)$$

Скорости реакций в звездах как функции температуры описываются выражением

$$\langle \sigma v \rangle = f(T) \propto T^{3/2} \int S(E) \exp\left[-\left(\frac{E_G}{E}\right)^{1/2} - \frac{E}{kT}\right] dE \quad (3.9)$$

Подынтегральное выражение достигает максимума при  $E_0$  и при  $E_{рез}$ , если реакции резонансные. Скорость нерезонансной реакции

$$\langle \sigma v \rangle_{нерез} \propto S(E_0) T^{2/3} \left[ \exp\left(-\frac{3E_0}{kT}\right) \right] \cdot \frac{E_0}{kT} \propto T^{-1/3}, \quad (3.10)$$

скорость резонансной реакции

$$\langle \sigma v \rangle_{рез} \propto S(E_{рез}) T^{-3/2} \exp\left(-\frac{E_{рез}}{kT}\right), \quad (3.11)$$

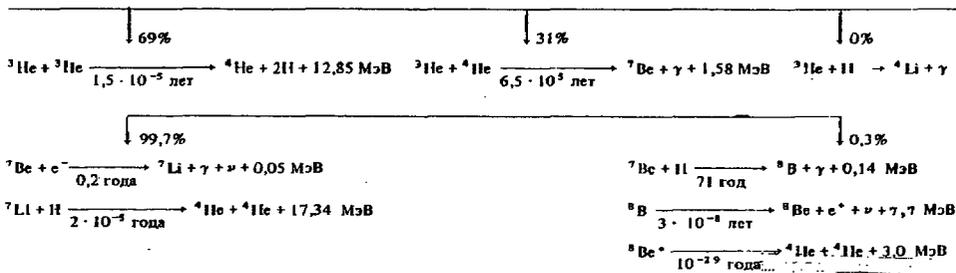
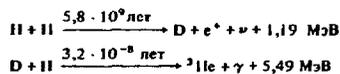
где  $E_{рез}$  — энергия резонанса.

Выражения для скоростей различных реакций, полученные с помощью статистической модели, приведены в работе [2].

Основная неопределенность в нахождении скоростей реакций в звездах связана с расчетом астрофизического множителя  $S(E)$ . Неопределенность в  $S(E)$  можно исключить лишь с помощью экспериментов [3].

### § 3.2. Четыре эпохи ядерного горения

В зависимости от температуры в процессе эволюции стационарных звезд выделяют различные эпохи термоядерного синтеза. Реакции горения водорода с образованием гелия, характеризующиеся температурами  $\sim 2 \cdot 10^7$  К, обычно называют термоядерной эпохой № 1 [4]. Эти реакции, составляющие протон-протонный цикл, представлены на приводимой схеме:



Для  $\text{H} = \text{He}$  по массе  $\rho = 150 \text{ г/см}^3$ ,  $T = 15 \cdot 10^6 \text{ К}$

Сгорание водорода в недрах звезды (pp-цикл) может служить дополнительным источником гелия во Вселенной, хотя в основном  ${}^4\text{He}$  производится в Большом Взрыве (т.е. в догалактическом нуклеосинтезе). Горение дейтерия во внешних слоях звезд  $\text{D} + \text{D} \rightarrow {}^3\text{He} + \text{n}$  может быть также естественным источником еще одного изотопа гелия  ${}^3\text{He}$ .

Второй известный цикл стационарных звезд в эпоху №1 – CNO-цикл – изображен на рис. 3.4.

Горение водорода – это очень медленный процесс. Для того чтобы при температуре  $\sim 10^7 \text{ К}$  выгорело заметное количество водорода, требуется от  $10^6$  до  $10^{10}$  лет.

После того как весь водород превратится в гелий, при температуре  $10^8 \text{ К}$  начинается горение ядер гелия – термоядерная эпоха №2. В эту эпоху в плотных выгоревших ядрах звезд-гигантов возможно непосредственное образование углерода в реакции  $3{}^4\text{He} \rightarrow {}^{12}\text{C} + \gamma$ . Энергетика этой реакции показана на рис. 3.5. По существу это двойная реакция: сначала образуется  $\sim 10^{-9}$  ядер  ${}^8\text{Be}$  на ядро гелия (в равновесии), затем они взаимодействуют с другими  $\alpha$ -частицами и производят  ${}^{12}\text{C}$ .

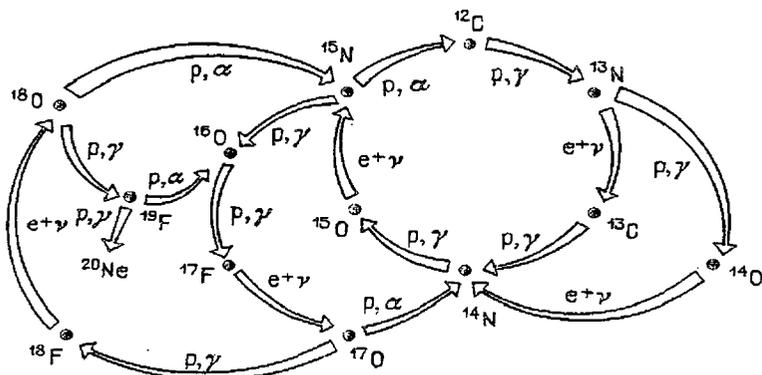
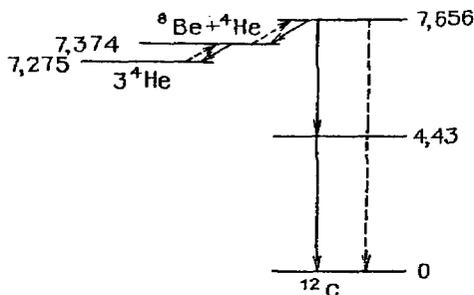


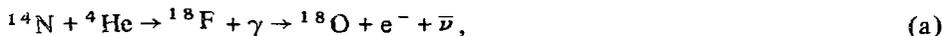
Рис. 3.4. CNO-цикл

Рис. 3.5. Энергетика реакции  ${}^3\text{He} \rightarrow {}^{12}\text{C} + \gamma$ . Значения энергии даны в МэВ

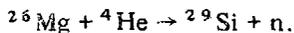
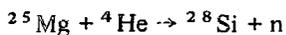


Такая реакция может дать значительное количество ядер  ${}^{12}\text{C}$ , только если предположить, что в  ${}^{12}\text{C}$  имеется резонансный уровень с энергией  $\sim 7,6$  МэВ. Существование уровня 7,656 МэВ было подтверждено лабораторными экспериментами.

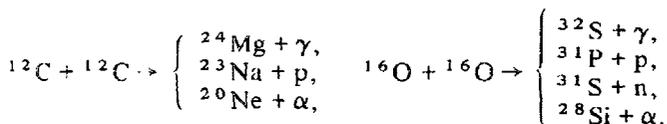
Кроме  ${}^{12}\text{C}$ , продукты CNO-цикла  ${}^{14}\text{N}$ ,  ${}^{16}\text{O}$  также участвуют в  $\alpha$ -процессах, синтезируя  ${}^{18}\text{F}$ ,  ${}^{18}\text{O}$ ,  ${}^{22}\text{Ne}$ :



В конце ветви (а) синтезируются около 2%  ${}^{18}\text{O}$ , который вызывает важные реакции с испусканием свободных нейтронов:



Ядра  ${}^{12}\text{C}$  и  ${}^{16}\text{O}$  являются наиболее устойчивыми после ядер  ${}^4\text{He}$ . Для того чтобы могли начаться реакции горения углерода и кислорода, необходимо новое значительное повышение температуры. При температуре, близкой к  $10^9$  К (термоядерная эпоха № 3), углерод и кислород начинают гореть в реакциях типа



Особенностью приведенных реакций является многочисленность каналов, но обычно основным продуктом горения углерода и кислорода бывает  ${}^{28}\text{Si}$ , в ядре которого нуклоны связаны особенно сильно.

При взрывах сверхновых цепочка ядерных реакций ( $\alpha$ ,  $\gamma$ ) доходит до  ${}^{56}\text{Ni}$ . При температуре выше  $3 \cdot 10^9$  К (термоядерная эпоха № 4) начинается горение кремния. При столь высокой температуре реакции захвата

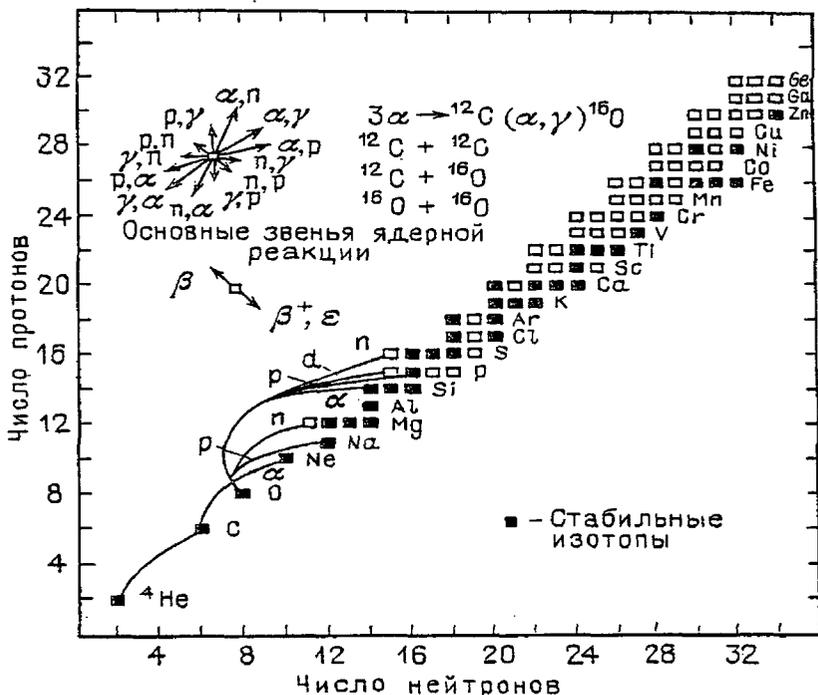


Рис. 3.6. Полная сеть ядерных реакций, приводящих к синтезу элементов от гелия до германия

$\alpha$ -частиц оказываются в равновесии с обратными реакциями фоторасщепления:  $^{28}\text{Si} + ^4\text{He} \rightleftharpoons ^{32}\text{S} + \gamma$ ;  $^{32}\text{S} + ^4\text{He} \rightleftharpoons ^{36}\text{Ar} + \gamma$  и т.д. Эти реакции, называемые  $\epsilon$ -процессами, приводят к образованию элементов группы железа в условиях термодинамического равновесия. На рис. 3.6 показана полная сеть реакций, приводящих к синтезу элементов от гелия до германия.

Количественное описание этой сети ядерных реакций возможно лишь при детальном изучении их характеристик в лабораторных экспериментах. Современное состояние этого вопроса изложено в обзоре У. Фаулера [3].

### § 3.3. Роль ядерных параметров, измеряемых в лаборатории, при описании ядерных реакций в звездах

Основными ядерными реакциями, дающими начало всей сети реакций синтеза элементов с  $A \leq 60$ , являются реакции  $3\alpha \rightarrow ^{12}\text{C}$  и  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ . Поэтому отношение  $^{12}\text{C}/^{16}\text{O}$  определяет механизм горения гелия в конкретных астрофизических условиях. Это отношение зависит от плотности, температуры и продолжительности горения гелия, так же как и от относительной скорости обоих процессов. Если время протекания реакции  $3\alpha \rightarrow ^{12}\text{C}$  значительно меньше времени протекания реакции  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ , то  $^{16}\text{O}$  не будет синтезироваться. В противоположном случае не будет сохраняться  $^{12}\text{C}$ . Таким образом, результаты расчета термоядерного син-

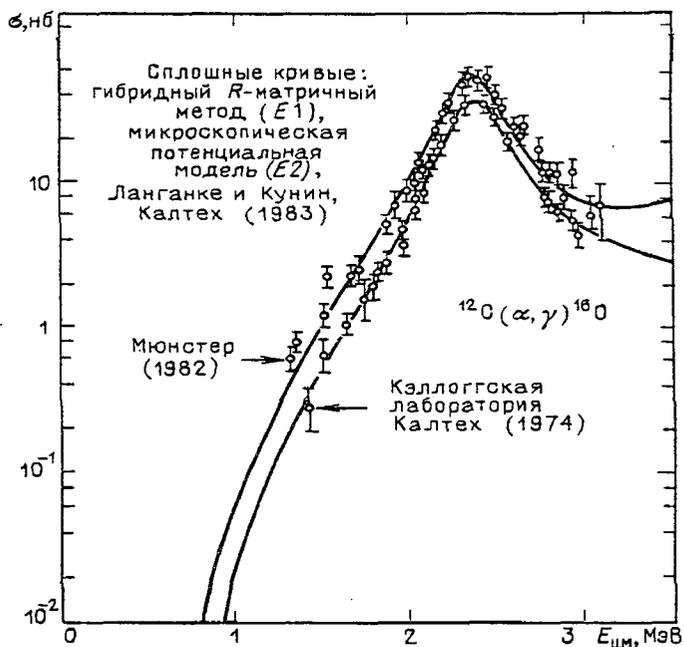


Рис. 3.7. Зависимость сечения в нанобарнах от энергии в МэВ в системе центра масс для реакции  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$  [3] (Калтех – калифорнийский технологический институт)

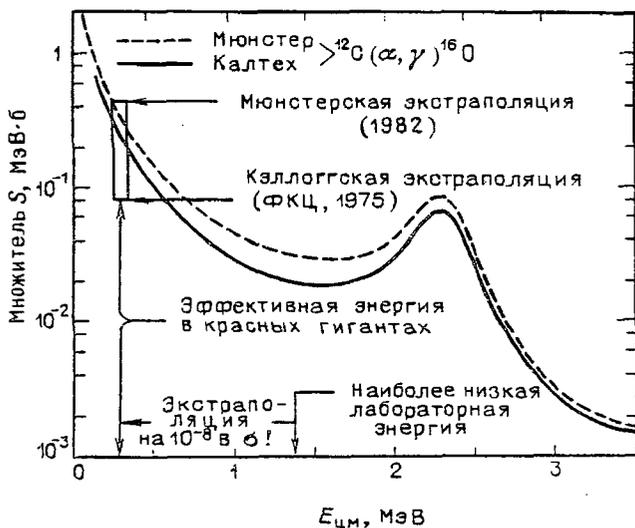


Рис. 3.8. Зависимость астрофизического множителя  $S$  в МэВ · б от энергии альфа-частиц (в системе центра масс) для реакции  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$  [6]

теза критичны к значениям скоростей реакций  $3\alpha \rightarrow {}^{12}\text{C}$ ,  ${}^{12}\text{C}(\alpha, \gamma){}^{16}\text{O}$ . Фаулер отмечает, что, в то время как значение скорости реакции  $3\alpha \rightarrow {}^{12}\text{C}$ , даваемое Барнсом [5], общепринято, в отношении лабораторного сечения реакции  ${}^{12}\text{C}(\alpha, \gamma){}^{16}\text{O}$  и его теоретической экстраполяции в область низких энергий существуют разногласия (рис. 3.7). Экстраполяция должна быть проведена от значений энергии  $\sim 1,4$  МэВ к значениям энергии  $\sim 0,3$  МэВ, что соответствует температуре  $1,8 \cdot 10^8$  К, при которой горит гелий в красных гигантах. Неопределенность при экстраполяции астрофизического множителя  $S$  появляется за счет вклада двух связанных состояний ядра  ${}^{16}\text{O}$ , расположенных ниже порога реакции  ${}^{12}\text{C}(\alpha, \gamma){}^{16}\text{O}$ . Рис. 3.8 иллюстрирует получающиеся расхождения. Теоретические экстраполяции мюнстерских и кэллоггских экспериментальных данных [7] выполнены Ланганке и Куниным [6]. В [6] экстраполированные значения сечений, полученные из данных Кэллоггской лаборатории, были увеличены в 2,7 раза, а экстраполированные данные Мюнстера уменьшены на 23%. Остается, таким образом, расхождение в 1,6 раза между экстраполированными данными [8], [9].

Горение углерода, кислорода, неона и кремния происходит в достаточно массивных звездах. На рис. 3.9 представлена зависимость обилия элементов

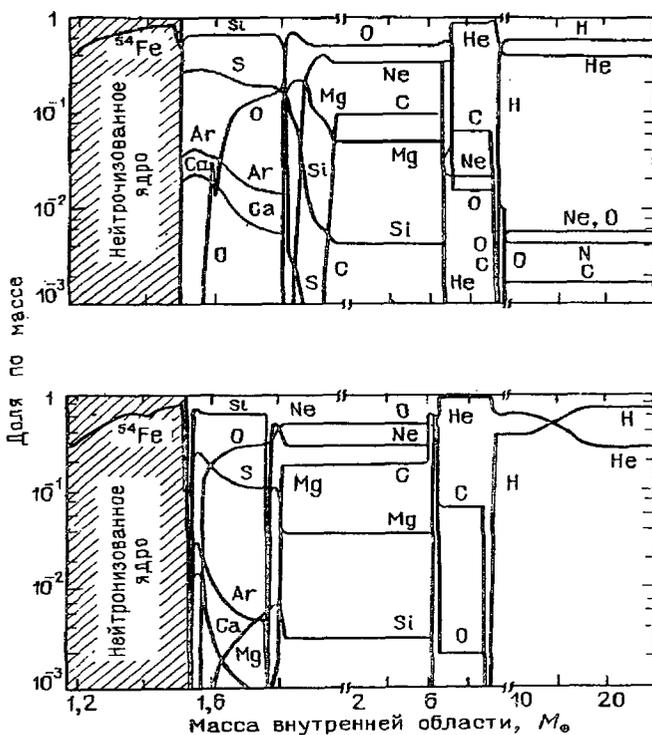


Рис. 3.9. Зависимость обилия элементов в предсверхновой (в долях полной массы) от массы внутренней области, изменяющейся от нуля в центре звезды до  $25 M_{\odot}$  полной массы звезды [10]: а – звезды Населения I, б – звезда Населения II

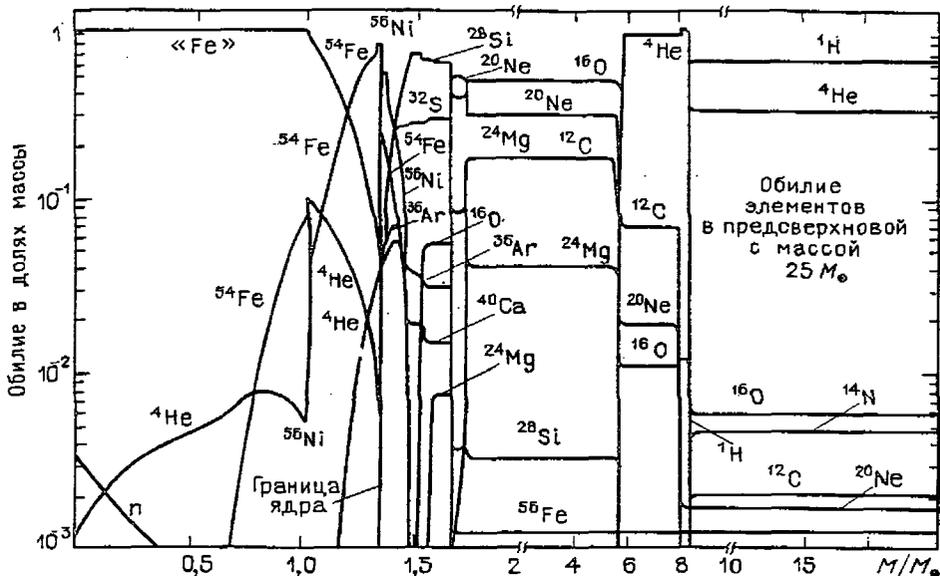


Рис. 3.10. Обилие элементов в зависимости от массы внутренней области для звезды Населения I с полной массой  $25 M_{\odot}$  [11]

в такой звезде от массы внутренней области в долях полной массы звезды [10].

Более подробная картина с указанием нуклидов показана на рис. 3.10, взятом из работы Уивера, Вусли, Фуллера [11]. Зависимости, изображенные на рис. 3.9, относящиеся к предвспышечной стадии звезды с массой  $25 M_{\odot}$ , были рассчитаны на момент вскоре после того, как фотораспад вызвал быстрое сжатие кора. Для молодой звезды населения I (рис. 3.9, а) показаны результаты ядерного горения в различные термоядерные эпохи.

Нейтронизованное ядро звезды содержит значительное количество  $^{54}\text{Fe}$ , а также  $^{48}\text{Ca}$ ,  $^{50}\text{Ti}$ ,  $^{54}\text{Cr}$  и  $^{58}\text{Fe}$ . Основным продуктом горения углерода является  $^{20}\text{Ne}$ , образующийся в реакции  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \alpha)^{20}\text{Ne}$ . Когда  $^{12}\text{C}$  выгорает, то в основном остаются ядра  $^{20}\text{Ne}$  и  $^{16}\text{O}$ . С ростом температуры ядра  $^{20}\text{Ne}$  разрушаются в результате фоторасщепления:  $^{20}\text{Ne}(\gamma, \alpha)^{16}\text{O}$ . Далее происходит горение кислорода  $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ . Зависимости астрофизического множителя  $S$  для реакций слияния ядер углерода и кислорода показаны на рис. 3.11, 3.12. Экстраполяция сечений этих реакций на низкие астрофизические энергии неопределенна.

Горение кислорода приводит к синтезу ядер  $^{28}\text{Si}$ , кулоновский барьер которых при рассматриваемой температуре  $T = (3-5) \cdot 10^9 \text{ K}$  и плотности  $10^5 - 10^9 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$  слишком велик для дальнейшего образования составного ядра  $^{56}\text{Ni}$ . Тем не менее сеть ядерных реакций с участием нейтронов, протонов и  $\alpha$ -частиц, показанная на рис. 3.6, приводит к синтезу ядер  $^{56}\text{Ni}$  на основе стартовых ядер кремния. Обзор многочисленных экспериментальных исследований реакций горения кремния дан в работе [5]. Эти ис-

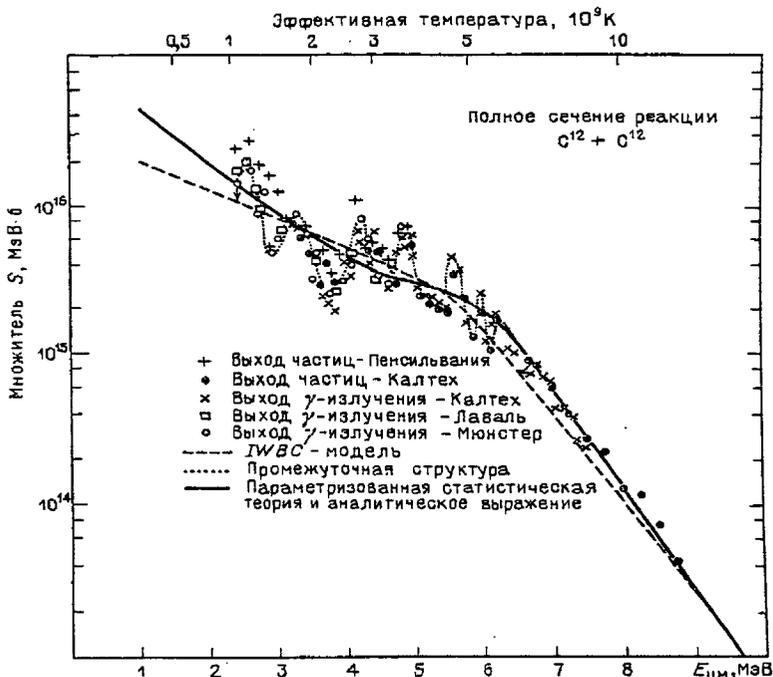


Рис. 3.11. Зависимость астрофизического множителя  $S$  в МэВ·б от кинетической энергии для реакции слияния  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  (в системе центра масс) [3]

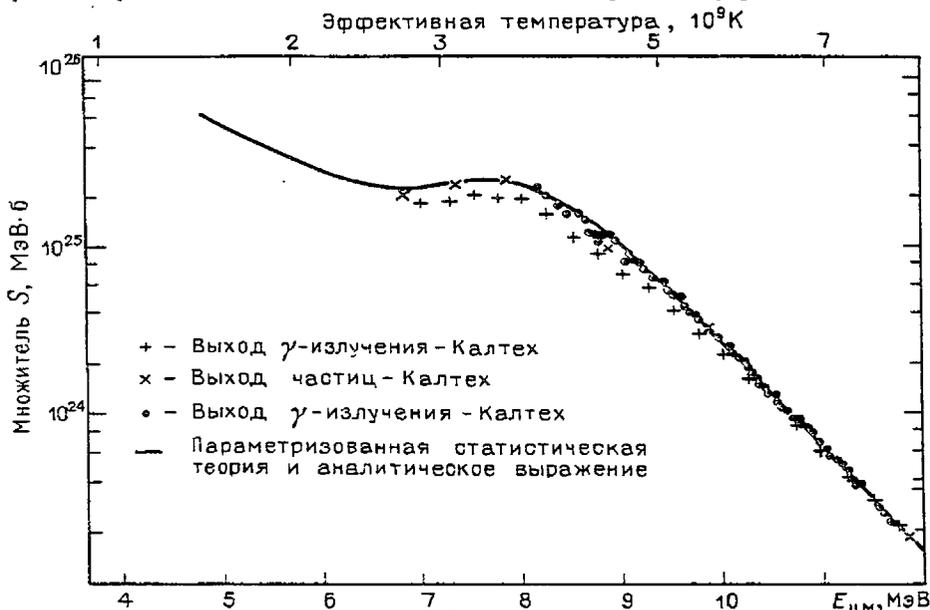


Рис. 3.12. Зависимость астрофизического множителя  $S$  от кинетической энергии для реакции слияния  $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$  [3]

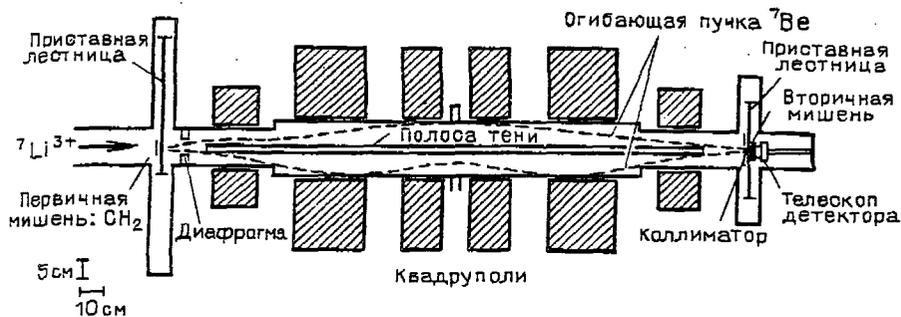


Рис. 3.13. Схема транспортировки пучка радиоактивных ионов [11, 13]

следования однако охватывают только около 20% реакций из сети, в которых мишенями служат стабильные ядра. Следует отметить, что при высоких температурах горения кислорода и кремния скорости реакций становятся столь большими, что радиоактивные ядра также могут служить мишенями, поскольку реакции успевают пройти раньше, чем радиоактивный распад. Кроме того, при высокой температуре происходит заселение возбужденных состояний ядер, и их также надо учитывать в сети реакций. Это открывает обширную область лабораторных исследований ядерных реакций с использованием радиоактивных мишеней и радиоактивных бомбардирующих частиц [3]. Один из такого рода экспериментов выполнен Р. Бойдом и Р. Хайтом [12, 13]. Схема эксперимента показана на рис. 3.13. Ускоренные пучки  ${}^7\text{Be}$  и  ${}^{13}\text{N}$  бомбардируют вторичную мишень, содержащую дейтерий. С помощью этой техники было успешно измерено сечение реакций  ${}^2\text{H}({}^7\text{Be}, {}^8\text{B})\text{n}$  для ионов  ${}^7\text{Be}$  с энергией 16,9 МэВ. Для реакции  ${}^7\text{Be}(d, n){}^8\text{B}$ , в которой мишень и налетающая частица меняются местами, энергия в системе центра масс равняется 3,8 МэВ.

В заключение этой главы кратко коснемся ядерных реакций, приводящих к образованию нейтронов — частиц, играющих определяющую роль в последующих процессах синтеза ядер за железным пиком. В качестве источника нейтронов одной из первых была предложена реакция  ${}^{13}\text{C}(\alpha, \text{n}){}^{16}\text{O}$ . Эта реакция протекает при достаточно низких температурах, и скорость ее при звездных энергиях определена достаточно хорошо [5, 14]. Низкий порог (482 кэВ в системе центра масс) другой реакции с образованием нейтронов —  ${}^{22}\text{Ne}(\alpha, \text{n}){}^{25}\text{Mg}$  делает ее сильным конкурентом реакции  ${}^{13}\text{C}(\alpha, \text{n})$  при выборе оптимальных звездных источников нейтронов. Скорость реакции  ${}^{22}\text{Ne}(\alpha, \text{n})$  в астрофизических условиях в последние годы подвергается тщательному исследованию, так как она выдвинута в качестве главного кандидата на производство свободных нейтронов в новом типе  $\gamma$ -процесса, обусловленном ударным нагреванием гелиевых оболочек сверхновой (см. § 5.1, 5.8). Резонансное состояние  $1\gamma$ , обнаруженное [15] в реакции  ${}^{26}\text{Mg}(\gamma, \text{n}){}^{25}\text{Mg}$  при энергии, всего на 54 кэВ превышающей порог нейтронного распада, может сильно повлиять на оценку сечения реакции  ${}^{22}\text{Ne}(\alpha, \text{n}){}^{25}\text{Mg}$  в астрофизических условиях.

При более высоких температурах протекают и другие реакции с участием  $\alpha$ -частиц, приводящих к освобождению нейтронов:  ${}^{17}\text{O}(\alpha, \text{n}){}^{20}\text{Ne}$ ,

$^{18}\text{O}(\alpha, n)^{21}\text{Ne}$ ,  $^{21}\text{Ne}(\alpha, n)^{24}\text{Mg}$ ,  $^{26}\text{Mg}(\alpha, n)^{28}\text{Si}$ , однако их вклад в создание потока свободных нейтронов в оболочках звезды, по-видимому, не столь значителен из-за относительно малого количества ядер-мишеней.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Audouze J. and Vauclair S.* An Introduction to nuclear astrophysics. — Dordrecht, Holland. — 1980. — P. 93.
2. *Woosley S.E., Fowler W.A., Holmes J.A., Zimmerman B.A.*//ADNDT (Atomic data and nuclear data tables). — 1978. — V. 22. — P. 55.
3. *Файлер У.А.*//УФН. — 1985. — Т. 145, вып. 3. — С. 441–488.
4. *Clayton D.D., Woosley S.E.*//Rev. Mod. Phys. — 1974. — V. 46. — P. 755–771.
5. *Barnes C.A.*//Essays in Nuclear Astroph./Ed. C.A. Barnes, D.D. Clayton, D.N., Schramm. — Cambridge: Cambridge University Press, 1982. — P. 193.
6. *Langanke K., Koonin S.E.*//Nucl. Phys. Ser. A. — 1983. — V. 410. — P. 334–348.
7. *Kettner K.U., Becker H.W., Buchmann L. et al.*//Zs. Phys. Ser. A. — 1982. — Bd. 308. — S. 73–94.
8. *Dyer P., Barnes C.A.*//Nucl. Phys. Ser. A. — 1974. — V. 233. — P. 495–520.
9. *Koonin S.E., Tombrello T.A., Fox G.*//Ibid. — 1974. — V. 220. — P. 221–232.
10. *Woosley S.E., Weaver T.A.*//Essays in Nuclear Astroph./Ed. C.A. Barnes, D.D. Clayton, D.N. Schramm. — Cambridge: Cambridge University Press, 1982. — P. 381.
11. *Weaver T.A., Woosley S.E., Fuller G.M.*//Proc. Conf. on Numerical Astroph./Ed. R. Bowers et al. — Sci. Book Intern., 1983.
12. *Boyd R.N.*//Proc. of the Workshop on Radioactive Ion Beams and Small Cross Section Measurements. — Columbus: The Ohio State University Press, 1981.
13. *Haight R.C., Mathews G.J., White R.M. et al.*//Nucl. Instr. and Meth. — 1983. — V. 212. — P. 245–247.
14. *Ranström F., Welding T.*//Astrophys. J. — 1977. — V. 211. — P. 223.
15. *Berman B.L., Van Hermet R.L., Bowman C.D.*//Phys. Rev. Lett. — 1969. — V. 23. — P. 386.

ЯДЕРНЫЙ СИНТЕЗ В ЗВЕЗДАХ:  
ПРОЦЕСС МЕДЛЕННОГО НЕЙТРОННОГО ЗАХВАТА

Ядра железа характеризуются максимальной энергией связи на один нуклон, энергетически это наиболее устойчивые ядра, поэтому существование элементов тяжелее железа нельзя объяснить термоядерными реакциями слияния. Синтез этих элементов в таких реакциях происходил бы уже не с выделением энергии, а с ее значительной затратой, и, кроме того, ядерные реакции, в которых принимает участие большое количество легких элементов, обладают весьма малой вероятностью.

Зюсс и Юри [1] предположили, а Бербиджи, Фаулер и Хойл [2] детально показали, что синтез тяжелых элементов может происходить с помощью захвата свободных нейтронов двумя различными путями, которые получили название *s*- и *r*-процессов (см. также [3]).

*r*-процесс — это быстрый последовательный захват большого количества нейтронов, опережающий  $\beta$ -распад. Он имеет место лишь при достаточно высоких плотностях потока нейтронов ( $10^{27} - 10^{40}$  нейтрон  $\cdot$  см $^{-2}$   $\cdot$  с $^{-1}$ ) во взрывах сверхновых звезд, когда происходит вспышка разогретых ударной волной звездных слоев, содержащих исходный материал из более легких элементов.

*s*-процесс представляет собой медленный захват нейтронов, при котором образовавшиеся неустойчивые ядра распадаются раньше, чем успеет присоединиться следующая нейтрон. Этот процесс характеризуется умеренными плотностями потока нейтронов ( $10^{15} - 10^{16}$  нейтрон  $\cdot$  см $^{-2}$   $\cdot$  с $^{-1}$ ) и возможен при сгорании гелиевых и углеродных оболочек массивных звезд и красных гигантов, а при импульсных процессах — также и звезд средних масс.

Из двух процессов нейтронного захвата *s*-процесс более удобен для детального исследования в лабораторных условиях, так как основное звено в цепи *s*-процесса (нейтронный захват с последующим  $\beta$ -распадом) хорошо моделируется в эксперименте. Это является одной из причин того факта, что теория *s*-процесса в настоящее время разработана полнее, чем теория быстрого нейтронного захвата.

§ 4.1. Астрофизические предпосылки *s*-процесса

Термодинамические условия медленных процессов нуклеосинтеза позволяют считать, что они осуществляются на нормальной стадии эволюции звезд. Для звезды, проходящей нормальный эволюционный путь, есть три характерных времени, в течение которых ее свойства могут существенно измениться: 1) динамическое характерное время  $t_d \approx \sqrt{2r_s^3/GM_s} \sim 10^3 - 10^4$  с — время, которое требуется звезде для перестройки (взрыв

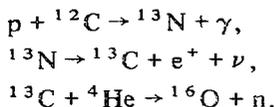
вов), если в ней нарушается баланс между гравитационными силами и силами давления; 2) тепловое характерное время  $t_T \approx GM_s^2 : L_s r_s \gg 10^4$  лет (здесь  $M_s$  и  $r_s$  — соответственно масса и радиус звезды,  $G$  — гравитационная постоянная) — время, в течение которого гравитационная энергия звезды может поддержать ее светимость  $L_s$  без участия ядерных источников энергии; 3) ядерное характерное время  $t_n \approx E_n / L_s$  — полное время существования звезды с данной светимостью, обусловленное запасом термоядерного горючего. Для большинства звезд  $t_n \gg t_T \gg t_D$ .

В  $s$ -процессе каждое ядро железного пика для образования более тяжелых нуклидов захватывает  $\leq 100$  нейтронов, а время между двумя последовательными актами захвата нейтронов больше времени  $\beta$ -распада. Если нейтроны возникают на стационарной стадии эволюции, протекающей в пределах теплового или ядерного времени, то  $\beta$ -распад неустойчивых ядер (с временем жизни меньше  $10^3$  лет) успеет произойти между последовательными захватами нейтронов, т.е. с неизбежностью осуществится  $s$ -процесс. Отсюда ясно, что длительность этого процесса характеризуется временем  $\geq 10^3$  лет.

Где же развивается  $s$ -процесс? Место  $s$ -процесса должно обладать подходящими термодинамическими условиями для его протекания, т.е. температурой, достаточной для осуществления ядерных реакций, освобождающих нейтроны ( $\geq 10^8$  К), плотностью потока нейтронов  $\sim 10^{15} - 10^{16}$  нейтрон  $\cdot$  см $^{-2}$   $\cdot$  с $^{-1}$  и длительностью облучения  $\sim 10^3$  лет. Кроме того, можно указать еще два основных астрофизических обстоятельства развития  $s$ -процесса [4]: а) продукты  $s$ -процесса должны быть вынесены на поверхность звезды, в которой они производятся, чтобы их можно было наблюдать (как это и происходит в углеродно-водородных красных гигантах, бариевых звездах и т.д.); б) продукты  $s$ -процесса должны попасть в межзвездную среду без дальнейших ядерных реакций.

Чтобы перенести вещество на поверхность звезды, необходима конвекция или перемешивание. Смешивание также необходимо, чтобы объяснить источники нейтронов.

Если водород из внешних слоев проникает в области, содержащие гелий и углерод, то в таких звездах могут происходить реакции, высвобождающие нейтроны [5], необходимые для  $s$ -процесса:



Реакция  ${}^{13}\text{C}(\alpha, n){}^{16}\text{O}$  протекает при температуре  $\sim 10^8$  К.

При температуре  $T \geq 10^9$  К свободные нейтроны могут также возникнуть в экзотермических  $(\alpha, n)$ -реакциях на ядрах с массовыми числами  $A = 4n + 1 > 13$  ( ${}^{17}\text{O}$ ,  ${}^{21}\text{Ne}$ ,  ${}^{25}\text{Mg}$ ). Горение углерода при такой же температуре дает значительное количество нейтронов:  ${}^{12}\text{C}({}^{12}\text{C}, n){}^{23}\text{Mg}$  — 5-25 нейтронов на ядро железа. Горение кислорода ( ${}^{16}\text{O} + {}^{16}\text{O} \rightarrow {}^{31}\text{Si} + n$ ) приводит к выходу уже  $\sim 100$  нейтронов на ядро  ${}^{56}\text{Fe}$ .

Можно было бы полагать, таким образом, что  $(\alpha, n)$ -реакции на ядрах  ${}^{13}\text{C}$ ,  ${}^{17}\text{O}$ ,  ${}^{21}\text{Ne}$ ,  ${}^{25}\text{Mg}$  являются основными источниками свободных нейтронов при температурах, связанных со статическими фазами звездной

эволюции. Но, к сожалению, выход этих ядер после сгорания водорода в CNO-цикле невелик ( $^{13}\text{C}/^{56}\text{Fe} \sim 0,2$ ). В этом цикле в основном образуется  $^{14}\text{N}$ , который к тому же активно поглощает нейтроны по реакции  $^{14}\text{N}(n, p)^{14}\text{C}$ . Поэтому необходимы дополнительные механизмы (модели) образования этих ядер в самой горячей гелиевой оболочке либо привнесение их туда с помощью перемешивания.

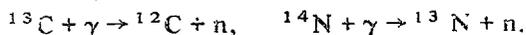
Как было показано в работе Шварцшильда и Херма [6], такое перемешивание действительно происходит в той фазе звездной эволюции, когда водород и гелий горят в тонких оболочках вокруг инертного ядра. Такое горение в звездах средних и низких масс делает их в некоторой степени неустойчивыми, что приводит к появлению тепловых импульсов [7], в которых скорость генерации энергии резко увеличивается в течение нескольких лет. Эти импульсы сменяются длительными ( $\geq 10^3$  лет) спокойными фазами эволюции звезды. В импульсные периоды конвективная оболочка, содержащая ядра  $^{12}\text{C}$ , образованные при горении гелия, смешивается с водородно-гелиевой, обеспечивая тем самым условия образования достаточного количества ядер  $^{13}\text{C}$  и интенсивное протекание реакции  $^{13}\text{C}(\alpha, n)$  (подробнее см. п. 4.2.1).

Этот импульсный механизм обеспечивает условия s-процесса для широкого класса звезд средних и больших масс — от  $3 M_{\odot}$  до  $10 M_{\odot}$ .

Камерон [8] указал на возможность дополнительного источника нейтронов, который получается при горении гелия посредством следующих реакций:  $^{14}\text{N}(\alpha, \gamma)^{18}\text{F}(e^+, \nu)^{18}\text{O}(\alpha, \gamma)^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ . Температура, достаточная для интенсивного протекания этих реакций ( $\geq 3 \cdot 10^8$  К), достигается при горении гелиевого ядра в очень массивных звездах ( $\geq 9 M_{\odot}$ ) [9–11] или при горении гелиевой оболочки в звездах меньшей массы ( $\sim 2-8 M_{\odot}$ ). Для звезд первого поколения этот механизм дает около 20 нейтронов на ядро железа.

В работе [12] измерены сечения нейтронного захвата трех стабильных изотопов неона в области энергий нейтронов 5–400 кэВ и показано, что реакция  $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$  на самом деле может обеспечить необходимый баланс нейтронов для s-процесса. В работе Трурана [13] приведено детальное исследование роли реакции  $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$  в тепловых вспышках гелиевых оболочек звезд промежуточной массы и сделан вывод, что эта реакция может быть ответственной за выходы многих нейтронообогатенных изотопов легких ядер и многих нуклидов с массовым числом  $60 \leq A \leq 70$ . В то же время обилие тяжелых элементов в BaII и CN-звездах может быть объяснено в предположении, что основным источником нейтронов служит реакция  $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ .

Как показали в 1974 г. Гаррисон и Эдвардс [14], еще одним существенным источником свободных нейтронов являются низкотемпературные фотонейтронные реакции, которые протекают вслед за (p,  $\gamma$ )-реакциями:



Эти процессы при  $T \sim 10^8$  К производят значительные потоки нейтронов ( $10^9-10^{11}$  нейтрон  $\cdot$  см $^{-2}$   $\cdot$  с $^{-1}$ ), недостаточные, однако, для того, чтобы обеспечить наблюдаемый выход элементов в s-процессе нуклеосинтеза. Тем не менее фотонейтронные циклы могут быть важными вторичными источниками свободных нейтронов.

Таким образом,  $s$ -процесс определяется нейтронами, которые освобождаются в ядерных реакциях на нормальной стадии эволюции звезд. Это могут быть как достаточно массивные звезды, так и — в предположении импульсного характера эволюции — звезды средних масс ( $\sim 2-5 M_{\odot}$ ).

## 4.2. Неразветвленный $s$ -процесс. Классическая теория

4.2.1. Качественное рассмотрение. На рис. 4.1 представлена обобщенная кривая распространенности химических элементов в Солнечной системе, построенная на основании сходства в распространенности элементов на Земле, метеоритах и Солнце. На кривой выделяются пики  $A = 56$  ("железный пик"),  $A = 90$  (число нейтронов  $N = 50$ ),  $A = 138$  ( $N = 82$ ),  $A = 208$

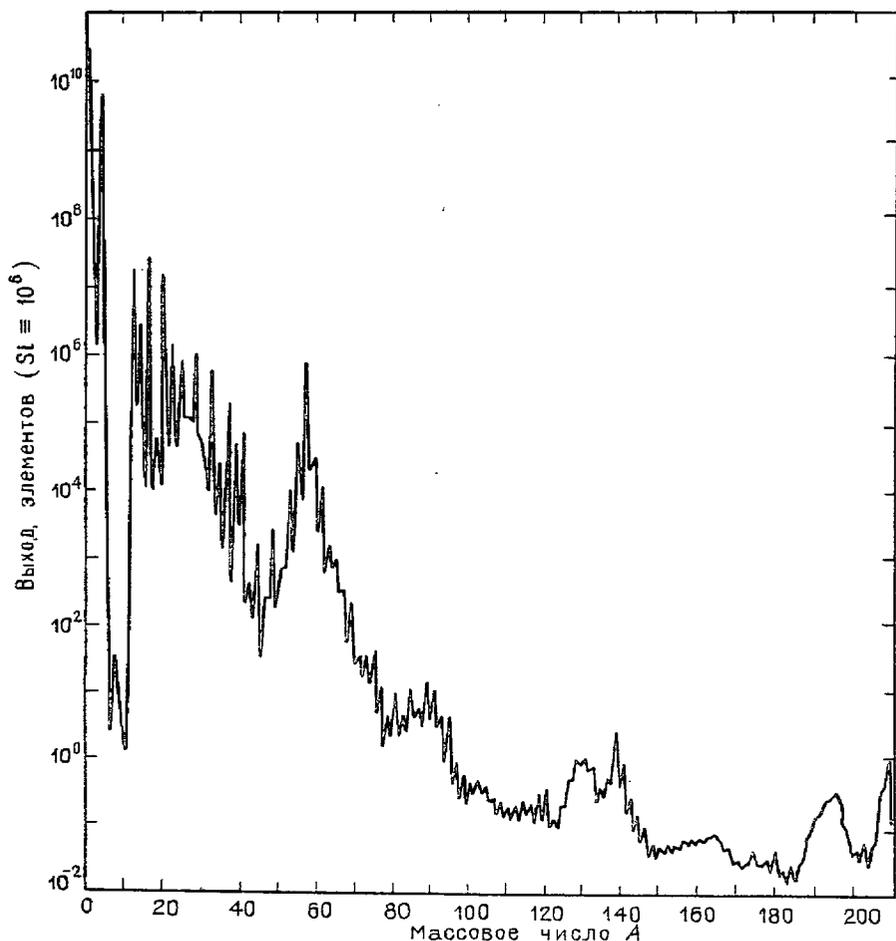


Рис. 4.1. Обобщенная кривая распространенности химических элементов в Солнечной системе

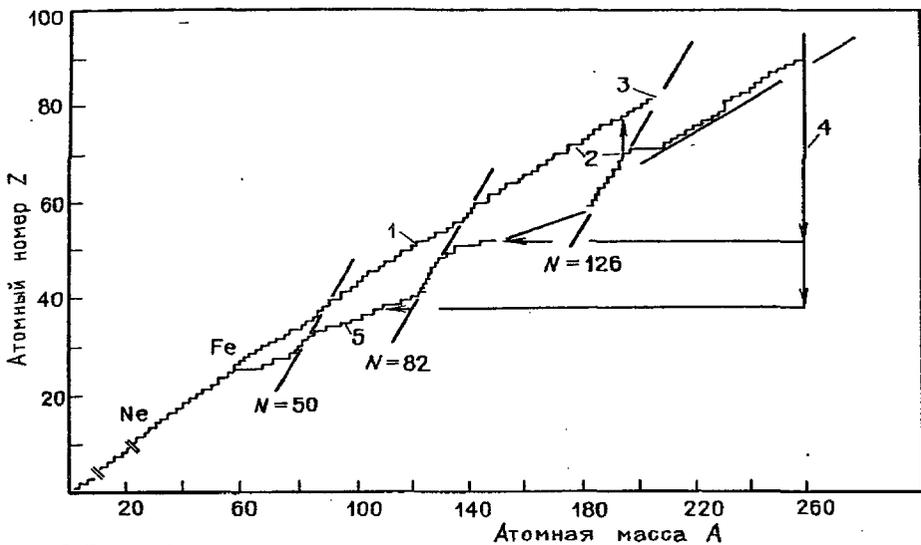


Рис. 4.2. Пути образования элементов в  $s$ - и  $r$ -процессах на  $A$ - $Z$ -диаграмме; 1 –  $s$ -процесс, 2 –  $\beta$ -распад, 3 – гипотетический остров сверхтяжелых элементов, 4 – деление, 5 –  $r$ -процесс

( $N = 126$ ) (см. также рис. 2.2). Это является первым качественным указанием на участие процессов захвата нейтронов в нуклеосинтезе, так как этим значениям массовых чисел соответствуют ядра с магическими числами нейтронов, которые устойчивее своих соседей и имеют очень малые эффективные сечения для захвата следующего нейтрона. Пути образования элементов в  $s$ - и  $r$ -процессах изображены на  $A$ - $Z$ -диаграмме на рис. 4.2.

Поскольку  $s$ -процесс представляет собой медленный захват нейтронов, можно ожидать, что выход ядер в нем будет определяться их сечениями захвата  $\sigma$ . Для установившегося  $s$ -процесса обилия близких по  $A$  ядер должны быть обратно пропорциональны  $\sigma$ . Чем больше сечение захвата, тем меньше должен быть выход данного изотопа. Количественным доказательством этого факта может служить распространенность стабильных изотопов олова и самария, которые, как предполагается, полностью или большей частью образованы в  $s$ -процессе:

$$\frac{N(^{148}\text{Sm})\sigma(^{148}\text{Sm})}{N(^{150}\text{Sm})\sigma(^{150}\text{Sm})} = 0,98 \pm 0,06,$$

$$\frac{N(^{116}\text{Sn})\sigma(^{116}\text{Sn})}{N(^{118}\text{Sn})\sigma(^{118}\text{Sn})} = 0,8 \pm 0,2,$$

$$\frac{N(^{120}\text{Sn})\sigma(^{120}\text{Sn})}{N(^{118}\text{Sn})\sigma(^{118}\text{Sn})} = 0,9 \pm 0,3.$$

Как видно, все эти отношения имеют порядок 1 в соответствии с основным выводом теории.

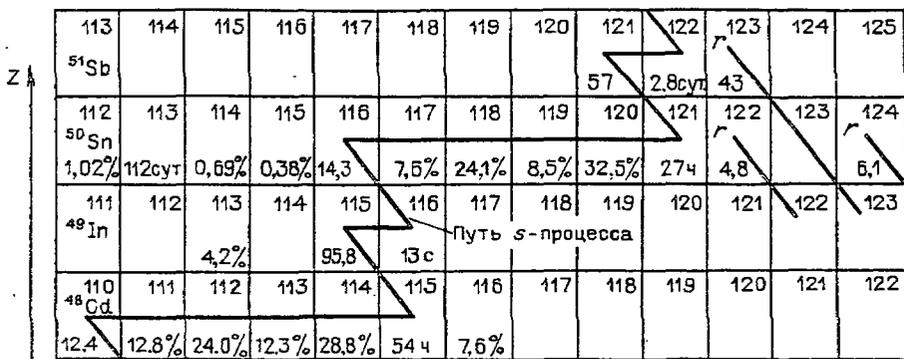


Рис. 4.3. Пример неразветвленного s-процесса

Уже из этого качественного рассмотрения следует, что гипотеза s-процесса предсказывает существование областей, где произведение  $\sigma N$  почти постоянно. Оно подтверждается экспериментальной кривой  $\sigma N = f(A)$  для элементов Солнечной системы (см. рис. 4.8), на которой хорошо видны ступеньки  $\sigma N \approx \text{const}$ .

Еще одним важным доказательством участия s-процесса в нуклеосинтезе является обнаружение в спектрах звезд линий технеция, у которого нет стабильных изотопов. Самый большой период полураспада из изотопов технеция имеет технеций-98 ( $T_{1/2} = 4,2 \cdot 10^6$  лет). Продолжительность существования звезд значительно больше этого времени, следовательно, технеций должен образовываться в той звезде, в спектре которой он наблюдается.

**4.2.2. Теория CFHZ.** Первоначальная формулировка\*) теории s-процесса [15] определила стандартный ("канонический") путь s-процесса в предположении, что время жизни радиоактивных ядер относительно  $\beta$ -распада в цепи s-процесса всегда меньше времени жизни относительно последующего нейтронного захвата ( $\lambda_{\beta}^{-1} < \lambda_{n}^{-1}$ ). Такой подход не принимает во внимание разветвления, которые возможны, когда на основной дорожке s-процесса встречаются долгоживущие изотопы, предпочтительнее захватывающие нейтрон, чем испытывающие  $\beta$ -распад. Более полная теория s-процесса должна учитывать вероятность разветвления, что вносит соответствующие поправки в расчеты выходов нуклидов по сравнению со стандартной теорией. Влияние разветвлений и величина этих поправок будут рассмотрены в следующем разделе. Здесь мы изложим теорию неразветвленного s-процесса, развивающегося по основному, каноническому, пути. Пример такого s-процесса представлен на рис. 4.3.

Рассмотрим некоторую область внутри звезды с постоянной температурой  $T$  и плотностью свободных нейтронов  $n_n(t)$ , которая не изменяется во всей области, но может зависеть от времени. Пусть  $N_A(t)$  — выход ядер с

\*) Эта формулировка теории s-процесса в физической литературе получила обозначение CFHZ (Clayton, Fowler, Hull, Zimmerman).

массовым числом  $A$  на дорожке  $s$ -процесса,  $\sigma_A$  — сечение нейтронного захвата для этих ядер и  $v$  — скорость свободных нейтронов, которые бомбардируют рассматриваемые ядра. Тогда для выхода ядер  $N_A$  имеем

$$\frac{dN_A}{dt} = \langle \sigma v \rangle_{A-1} n_n(t) N_{A-1} - \langle \sigma v \rangle_A n_n(t) N_A. \quad (4.1)$$

Это основное уравнение теории  $s$ -процесса, которое учитывает фундаментальное предположение, что  $\beta$ -распады между изобарами происходят быстрее, чем нейтронные захваты ( $\lambda_\beta \gg \lambda_n$ ). Величина  $\langle \sigma v \rangle$  появляется здесь как необходимое усреднение, связанное с распределением Максвелла-Больцмана. Нейтронный захват в тяжелых ядрах происходит на близлежащие перекрывающиеся уровни компаунд-ядра. Экспериментально трудно вследствие максвелловского распределения нейтронов (с энергией  $\sim kT$ ) получить энергетическое разрешение, сравнимое с расстоянием между уровнями компаунд-ядра, поэтому измерения дают  $\sigma$  и  $\sigma v$ , усредненные по всей энергетической области, и таким образом  $\sigma$  изменяется плавно с энергией нейтронов.

Известно, что при малых энергиях нейтронов с высокой степенью точности  $\sigma \propto 1/v$ . Эта зависимость сохраняется в области энергий в несколько десятков кэВ (звездные температуры), когда наряду с  $s$ -волнами нейтронного захвата также следует учитывать  $p$ -волны. Следовательно, величину  $\sigma v$  можно считать постоянной в области звездных температур, что позволяет в вычислениях использовать  $\sigma$  и  $v$  для одной — наиболее вероятной — энергии максвелловского распределения:  $\langle \sigma v \rangle = \sigma_T v_T$ ; здесь  $\sigma_T = \sigma(kT)$ ,  $v_T = \sqrt{2kT/\mu}$ ,  $\mu$  — приведенная масса нейтрона в системе центра масс ( $\mu \approx m_n$ ).

Тогда соотношение (4.1) переходит в

$$\frac{dN_A(t)}{dt} = v_T n_n(t) \sigma_{A-1}(kT) N_{A-1}(t) - v_T n_n(t) \sigma_A(kT) N_A(t). \quad (4.2)$$

Введем новую независимую переменную, которая однозначно определяет полное число нейтронов, бомбардирующих единицу поверхности — нейтронную экспозицию  $\tau$ :

$$d\tau = n_n v_T dt, \quad \tau = \int n_n v_T dt. \quad (4.3)$$

Если  $\sigma$  выразить в миллибарнах, то размерность нейтронной экспозиции  $[\tau] = (\text{мб})^{-1} = 10^{27}$  нейтрон  $\cdot$  см $^{-2}$ .

Уравнение (4.2) с новой переменной получит общеизвестную форму

$$\frac{dN_A}{d\tau} = \sigma_{A-1} N_{A-1} - \sigma_A N_A. \quad (4.4)$$

Уравнение (4.4) применимо только к области синтезируемых ядер с массовым числом  $57 \leq A \leq 209$ . Нижняя граница связана с тем, что более легкие элементы образуются предпочтительнее в реакциях с заряженными частицами. Верхняя граница определяется тем фактом, что когда  $^{209}\text{Vi}$  захватывает нейтрон, то образуются в конечном счете изотопы свинца, испытывающие  $\alpha$ -распад, что приводит к уменьшению  $Z$  и  $A$ .

В  $s$ -процессе группа зародышевых ядер облучается неизвестным числом нейтронов, что определяет разброс нейтронной экспозиции  $\tau$ . Кроме того,

если принять, что тяжелые элементы Солнечной системы синтезировались в различных местах, а затем были перемешаны задолго до образования Солнца и планет, то они могли быть продуктами  $s$ -процесса с различными значениями нейтронной экспозиции. Общее решение синтеза ядер в этом случае состоит сначала в рассмотрении нейтронного потока, характеризующего заданной величиной  $\tau$ , а затем в рассмотрении суперпозиции решений для различных значений  $\tau$ .

Выберем в качестве зародышевого ядра в цепочке  $s$ -процесса  $^{56}\text{Fe}$ . Исходя из (4.4), можно тогда записать следующую систему уравнений:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dN_{56}}{d\tau} &= -\sigma_{56}N_{56}, \\ \frac{dN_A}{d\tau} &= \sigma_{A-1}N_{A-1} - \sigma_A N_A, \quad 57 \leq A \leq 209, \\ \frac{dN_{210}}{d\tau} &= \sigma_{209}N_{209} \end{aligned} \right\} \quad (4.5)$$

при граничных условиях

$$N_A(0) = \begin{cases} N_{56}(0), & A = 56, \\ 0, & A > 56. \end{cases}$$

Введем более удобные обозначения;  $k = A - 55$ ,  $\psi_k(\tau) \equiv \sigma_k N_k(\tau) / N_1(0)$ . Тогда набор дифференциальных уравнений, описывающих  $s$ -процесс, запишется в виде

$$\left. \begin{aligned} \frac{d\psi_1}{d\tau} &= -\sigma_1 \psi_1(\tau), \\ \frac{d\psi_k}{d\tau} &= \sigma_k [\psi_{k-1}(\tau) - \psi_k(\tau)], \\ 2 \leq k \leq 154 \end{aligned} \right\} \quad (4.6)$$

при граничных условиях  $\psi_k(0) = \sigma_1 \delta_{1k}$  ( $\delta_{1k}$  — символ Кронекера).

Так как сечения  $\sigma_k$  предполагаются не зависящими от  $\tau$ , то уравнения (4.6) можно проинтегрировать:

$$\psi_1(\tau) = \sigma_1 \exp(-\sigma_1 \tau), \quad \psi_k(\tau) = \sigma_k \int_0^\tau \psi_{k-1}(\tau') \exp[\sigma_k(\tau' - \tau)] d\tau'. \quad (4.7)$$

Бэйтмен [16] показал, что решение системы уравнений (4.7) может быть записано в виде

$$\psi_k(\tau) = \sum_{i=1}^k c_{ik} \exp(-\sigma_i \tau), \quad (4.8)$$

где

$$c_{ik} = \sigma_i \prod_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^k \frac{\sigma_j}{\sigma_j - \sigma_i} \dots \quad (4.9)$$

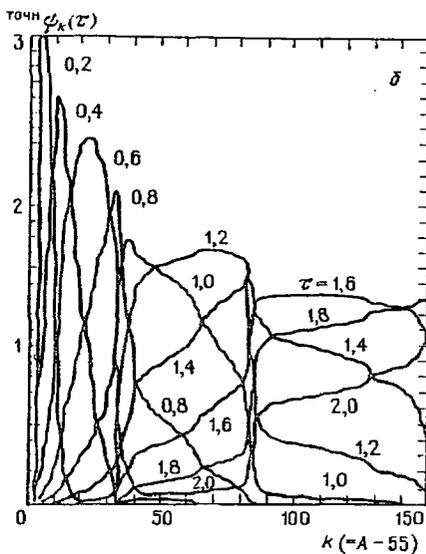
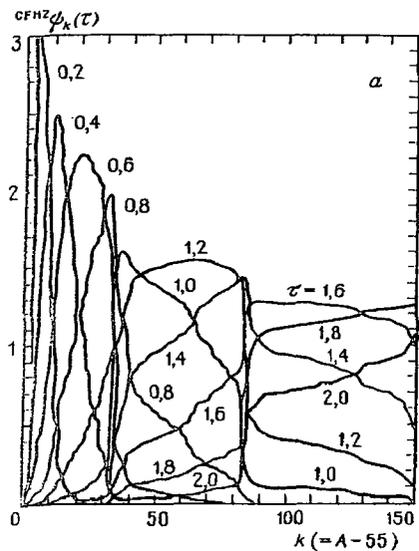


Рис. 4.4. Приближенное решение CFHZ  $\psi_k(\tau)$  как функция  $k$  и  $\tau$  [17] (а), точное решение Бэйтмена  $\psi_k(\tau)$  как функция  $k$  и  $\tau$  [17] (б);  $\psi_k(\tau) = \sigma_k N_k(\tau) / N_1(0)$ , где  $\sigma_k$  – сечение нейтронного захвата,  $N_k(\tau)$  – выход ядер с массовым числом  $A = k + 55$  в цепочке  $s$ -процесса для нейтронной экспозиции  $\tau$ ,  $N_1(0)$  – число зародышевых ядер в начальный момент синтеза элементов в  $s$ -процессе

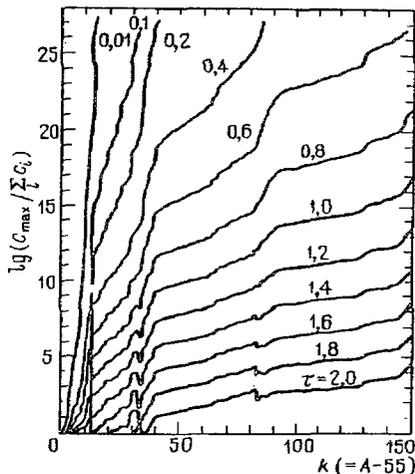
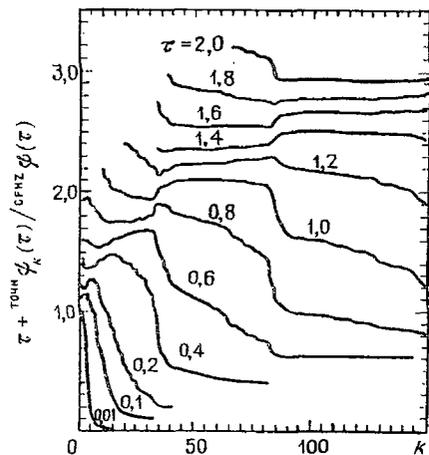


Рис. 4.5. Сравнение точного решения Бэйтмена с приближенным решением CFHZ в области нейтронных экспозиций  $0,01 \leq \tau \leq 2,0$  мб<sup>-1</sup>. Кривые обрезаны при малых  $k$ , когда отношение  $\text{точн } \psi_k(\tau) / \text{CFHZ } \psi(\tau)$  превышает 1,1, чтобы избежать их наложения. С этой же целью по оси ординат к отношению  $\text{точн } \psi / \text{CFHZ } \psi$  прибавлено  $\tau$

Рис. 4.6. Отношение абсолютной величины самого большого члена в разложении Бэйтмена ко всей сумме ряда как функция  $k$  и  $\tau$  [17]

При получении точного решения с помощью этого выражения возникает существенная трудность, связанная с возможным вырождением величин  $\sigma$ : при  $\sigma_m = \sigma_n$ ,  $n \neq m$  выражение теряет смысл, в то время как на практике многие экспериментальные сечения  $\sigma_i$  одинаковы в пределах погрешностей (см. табл. 4.1). Для преодоления этой трудности необходимо выполнить предельный переход  $\sigma_m \rightarrow \sigma_n$ .

Кроме того, даже если все сечения  $\sigma_i$  произвольно сделать слегка отличающимися, численное суммирование точного разложения Бэйтмена представляет большие трудности из-за громоздкости вычислений. До появления современных ЭВМ численное интегрирование уравнений (4.7) было неосуществимо, и поэтому были развиты хорошие приближенные методы расчета  $s$ -процесса [15] (теория CFHZ).

На рис. 4.4, а представлено графически общее решение CFHZ как функция  $k$  и  $\tau$  ( $0 \leq k \leq 150$ ;  $0,2 \leq \tau \leq 2$ ).

4.2.3. Точное решение. Ньюмен [17] получил точное численное решение уравнений  $s$ -процесса на основе выражения Бэйтмена. Это решение для тех же значений  $k$  и  $\tau$  представлено на рис. 4.4, б. Как видно из рис. 4.4, приближенное решение CFHZ хорошо согласуется с точным решением почти для всех значений  $\psi_k(\tau)$ , представленных на этих диаграммах. В то же время тщательное сравнение позволяет обнаружить разницу  $\sim 10\%$  между точным и приближенным решениями даже для больших  $\tau$ . Еще более наглядно это расхождение показано на рис. 4.5, где дается отношение точного решения к CFHZ-приближению. Этот рисунок показывает существенную разницу между точным и приближенным решениями для малых значений  $\tau$ .

Рассмотрим подробнее особенности и трудности точного численного суммирования разложения Бэйтмена (4.8). Если бы это суммирование производилось на ЭВМ с неограниченной точностью, то можно было бы относительно легко получить решения для всех значений  $\tau$ , включая малые. Для малых  $\tau$   $\psi_k(\tau)$  уменьшается как  $\tau^{k-1}$ . В то же время произведения  $c_{ik}$  могут быть очень большими, так как сечения  $\sigma_k$  охватывают широкий диапазон значений от 8 до 3300 мб (см. табл. 4.1). В этом случае малое значение  $\psi_k(\tau)$  получается, когда наибольший по абсолютной величине член в разложении Бэйтмена суммируется с многими членами разложения, отличающимися на несколько порядков величины, но имеющими другой знак. Таким образом, результирующая погрешность при суммировании с конечной точностью вычислений неизбежно оказывается столь большой, что делает эти вычисления не имеющими смысла. Это происходит, когда число порядков отношения величины максимального члена в разложении ко всей сумме приближается к числу десятичных разрядов ЭВМ. На рис. 4.6 представлено отношение абсолютной величины максимального члена в разложении Бэйтмена к величине суммы  $\sum c_i$  как функция  $k$  и  $\tau$ .

Из рис. 4.6 видно, например, что  $\psi_{150}(\tau = 1,0)$  требует по крайней мере точности вычислений в 18 порядков.  $\psi_k(\tau = 2,0)$  можно получить для любых  $k$ , используя точность в 5 порядков. В работе [17] выполнены вычисления с точностью  $\sim 27$  порядков.

При малых значениях  $\tau$  трудности вычисления оказываются особенно большими в области  $k < 30$ . К сожалению, именно в этой области  $\tau$  и  $k$  CFHZ-решения становятся некорректными. Здесь, как видно из рис. 4.7, а, кривые  $\psi_k(\tau)$  для  $\tau < 0,7$  начинают резко устремляться вниз при умень-

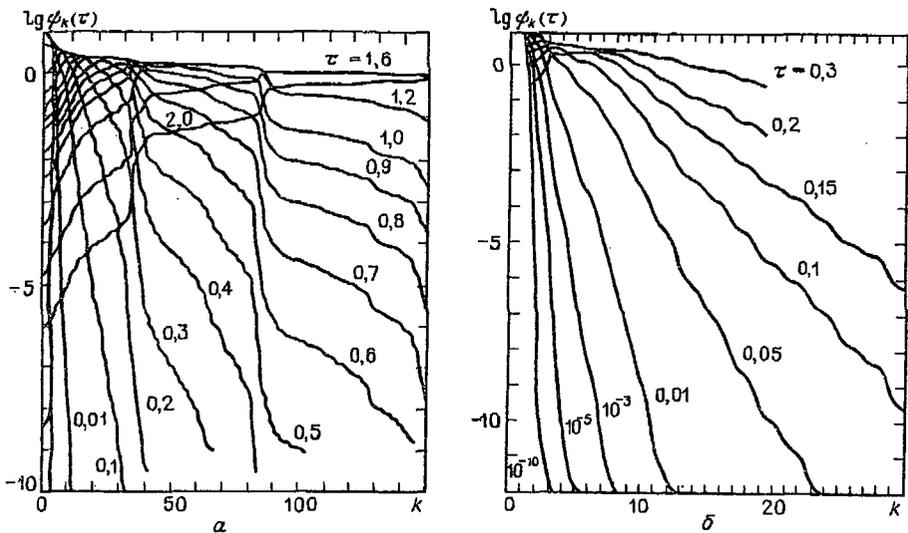


Рис. 4.7. Точное решение уравнений Вэйтмена в полулогарифмическом масштабе для  $0,01 \leq \tau \leq 2 \text{ мб}^{-1}$  (а); точное решение уравнений  $s$ -процесса, предложенное Ньюменом, для малых  $\tau$  (б) [17]

шающихся величинах  $k$ , вызывая трудности, описанные выше. Поэтому представляет интерес иная форма точного решения для малых  $\tau$ , найденная в [17] и позволяющая произвести вычисления  $\psi_k(\tau)$  в этой области:

$$\psi_k(\tau) = P_k(\tau) \sum_{n=0}^{\infty} A_{nk}(\tau), \quad (4.10)$$

где

$$P_k(\tau) = \frac{\sigma_k \tau}{(k-1)!} P_{k-1}(\tau), \quad P_0(\tau) = \tau^{-1}, \quad (4.11)$$

$$A_{nk}(\tau) = [(k-1)A_{n,k-1}(\tau) - \sigma_k \tau A_{n-1,k}(\tau)] \frac{1}{n+k-1} \quad (4.12)$$

при  $A_{0k}(\tau) = 1$ ,  $A_{n0}(\tau) = 0$ . Эта форма удобна для программирования и вычислений. Ньюмен отмечает, однако, что она все же трудна для вычислений в случае больших  $\tau$ , так как требует большого числа членов в разложении для сходимости, в случае же малых  $\tau$  сходимость достаточно быстрая.

На рис. 4.7, б представлено точное решение  $\psi_k(\tau)$  при использовании разложения Ньюмена в области малых  $\tau < 0,3$ , где CFNZ-решение становится несправедливым. Это точное решение можно непосредственно использовать для вычисления выходов элементов при малых значениях нейтронных экспозиций, в частности, для импульсных  $s$ -процессов, где  $\tau$  квантуется малыми порциями ( $10^{-3} - 10^{-1} \text{ мб}^{-1}$ ) [18, 19].

В заключение математического обзора точной теории  $s$ -процесса рассмотрим случай вырождения, когда  $\sigma_k$  столь велики, что их логарифмы близки между собой. В выражении (4.9) множители  $(\sigma_j - \sigma_i)^{-1}$  получают интег-

рированием  $\exp[(\sigma_j - \sigma_i)\tau]d\tau$ , и, таким образом, когда  $\sigma_j = \sigma_i$ , они становятся степенями  $\tau$ . Если имеется произвольное число  $n(k)$  вырожденных сечений так, что каждое  $\sigma_i$  имеет вырождение  $n_i$ , то решение при лапласовском преобразовании имеет вид

$$\bar{\psi}_k(s) = \prod_{i=1}^{n(k)} \left[ \frac{\sigma_i}{(\sigma_i + s)} \right]^{n_i}. \quad (4.13)$$

При обратном преобразовании

$$\psi_k(\tau) = \prod_{i=1}^{n(k)} \frac{\sigma_i^{n_i}}{(n_i - 1)!} \frac{d^{n_i-1}}{ds^{n_i-1}} \left[ \prod_{j=1}^{n(k)} \left( \frac{\sigma_j}{\sigma_j + s} \right)^{n_j} \exp(s\tau) \right]_{s=-\sigma_i} \quad (4.14)$$

с полюсом порядка  $n_i$  при  $s = -\sigma_i$ . Как показали Клейтон и Ньюмен [20], в этом случае выражение для функции  $\psi_k(\tau)$  в общем виде получается слишком громоздким и неудобным для вычисления.

Ньюмен использовал искусственный способ устранения вырождения, который состоял в последовательном умножении близких по величине сечений на  $1 + \delta\sigma$  ( $\delta\sigma = 10^{-6}$ ) до тех пор, пока вырождение не снималось. Это позволяет легко рассчитывать выходы элементов в  $s$ -процессе в области малых  $\tau$  [17].

В заключение этого раздела следует отметить, что, так как  $s$ -процесс в известной степени моделируется в ядерных реакторах, математическая трактовка  $s$ -процесса может быть использована для расчета реакторного производства радиоактивных нуклидов [21]. И, наоборот, данные опытов по накоплению радиоактивных нуклидов в реакторах могут быть использованы для проверки расчетов  $s$ -процессов [39].

**4.2.4. Сравнение с экспериментом.** Рассмотрим теперь экспериментальные данные по нейтронным сечениям захвата в свете современной теории  $s$ -процесса. Многие из этих сечений уже измерены в лабораториях (см., например, [22–24]), однако в большинстве случаев с невысокой точностью. Во то же время большое количество важных для теории  $s$ -процесса нейтронных сечений остаются до сих пор неизмеренными. Еще одной трудной проблемой является расхождение в экспериментальных результатах, а также во многих случаях неудовлетворительное согласие с теорией.

Вычисления Холмса и др. [25] дают систематическую оценку неизмеренных нейтронных сечений, но точность их составляет  $\sim 200\%$ . В 1976 г. Конрад [26] попытался выбрать такие величины сечений, которые удовлетворяют гладкой кривой  $\sigma N$  для  $s$ -процесса Солнечной системы. Основная неопределенность такого выбора связана с неопределенностью учета доли образования рассматриваемых нуклидов в  $r$ -процессе.

Ньюмен [17] приводит свой набор рекомендованных значений нейтронных сечений захвата. Основная сводка данных по нейтронным сечениям, которая включает оцененные значения [27] и их погрешности с 68 %-ной доверительной вероятностью, приводится в табл. 4.1. Все значения нейтронных сечений указаны для области энергий  $\sim 25-30$  кэВ. Как будет показано ниже, средние термодинамические условия  $s$ -процесса в Солнечной системе соответствуют именно этим тепловым энергиям нейтронов, т.е. температуре среды  $\sim 3 \cdot 10^8$  К.

Таблица 4.1

Сводка оцененных данных по сечениям нейтронного захвата и значения  $\sigma N_s$  для ядер  $s$ -процесса

Нуклид	Сечение по [17], мб	Сечение $\sigma$ , мб, оцененное значение [27, 28]	Выход $N_s$ ( $Si \equiv 10^6$ ) (по [29])	$\sigma N_s$ , оцененное значение [27]
1	2	3	4	5
$^{56}Fe$	13,75	$13,7 \pm 1,7$	$7,61 \cdot 10^4$	$(104 \pm 25) \cdot 10^4$
$^{57}Fe$	29,5	$29,2 \pm 3,8$	$1,82 \cdot 10^4$	$(53 \pm 13) \cdot 10^4$
$^{59}Co$	35	$36 \pm 8$	$2,21 \cdot 10^3$	$(8 \pm 2) \cdot 10^4$
$^{60}Ni$	19,25	$19 \pm 9$	$1,26 \cdot 10^4$	$(24 \pm 12) \cdot 10^4$
$^{62}Ni$	26	$26 \pm 5$	$1,76 \cdot 10^3$	$(4,6 \pm 1,3) \cdot 10^3$
$^{63}Cu$	49	$49 \pm 14$	635	$(3,1 \pm 1,1) \cdot 10^4$
$^{64}Ni$	23	$23 \pm 5$	$5,18 \cdot 10^2$	$(1,19 \pm 0,35) \cdot 10^3$
$^{65}Cu$	42	$42 \pm 7$	284	$(1,19 \pm 0,31) \cdot 10^4$
$^{64}Zn$	50	50	732	$(37 \pm 10) \cdot 10^3$
$^{68}Zn$	23	$23 \pm 3$	278	$(6,4 \pm 1,5) \cdot 10^3$
$^{69}Ga$	130	$130 \pm 30$	29	$(3,8 \pm 0,9) \cdot 10^3$
$^{70}Ge$	84	84	25,8	$(2,2 \pm 0,6) \cdot 10^3$
$^{71}Ga$	120	$133 \pm 23$	19	$(2,5 \pm 0,8) \cdot 10^3$
$^{74}Ge$	35	$54 \pm 17$	40	$(2,1 \pm 0,7) \cdot 10^3$
$^{75}As$	490	$435 \pm 101$	3,3	$(1,5 \pm 0,4) \cdot 10^3$
$^{76}Se$	100	100	5,75	$(5,7 \pm 1,6) \cdot 10^2$
$^{78}Se$	42,7	42,7	12,5	$(5,4 \pm 1,6) \cdot 10^2$
$^{80}Se$	38,5	$43 \pm 21$	30,8	$(1,3 \pm 0,7) \cdot 10^3$
$^{81}Br$	460	$460 \pm 80$	1,3	$(0,6 \pm 0,2) \cdot 10^3$
$^{82}Kr$	122	$105 \pm 15$	4,64	$(5,7 \pm 1,6) \cdot 10^2$
$^{84}Kr$	25	25	20,2	$(5,1 \pm 1,4) \cdot 10^2$
$^{85}Rb$	260,5	460	1,5	$(0,7 \pm 0,2) \cdot 10^3$
$^{86}Sr$	74	$80 \pm 11$	2,07	$(1,7 \pm 0,4) \cdot 10^2$
$^{87}Sr$	109	$109 \pm 9$	1,21	$(1,3 \pm 0,3) \cdot 10^2$
$^{88}Sr$	6,9	$8,2 \pm 2,3$	16,8	$(1,4 \pm 0,5) \cdot 10^2$
$^{89}Y$	21	$21 \pm 4$	3,5	$74 \pm 20$
$^{90}Zr$	16,75	$20,4 \pm 6,0$	4,8	$(1,0 \pm 0,4) \cdot 10^2$
$^{91}Zr$	68	$68 \pm 8$	0,89	$(0,6 \pm 0,2) \cdot 10^2$
$^{92}Zr$	34	$40 \pm 11$	1,6	$64 \pm 22$
$^{94}Zr$	20	$20 \pm 2$	1,75	$35 \pm 8$
$^{95}Mo$	430	$430 \pm 50$	0,34	$146 \pm 34$
$^{96}Mo$	97	$95 \pm 6$	0,66	$63 \pm 11$
$^{97}Mo$	350	$350 \pm 50$	0,16	$56 \pm 14$
$^{98}Mo$	126	$100 \pm 38$	0,75	$75 \pm 32$
$^{99}Ru$	640	640	0,242	$155 \pm 44$
$^{100}Ru$	110	110	0,22	$24 \pm 6$

Таблица 4.1 (окончание)

1	2	3	4	5
$^{104}\text{Pd}$	197	197	0,128	$25 \pm 7$
$^{110}\text{Cd}$	270	$245 \pm 46$	0,17	$42 \pm 12$
$^{116}\text{Sn}$	100	$100 \pm 15$	0,515	$52 \pm 13$
$^{117}\text{Sn}$	420	$430 \pm 20$	0,19	$82 \pm 16$
$^{118}\text{Sn}$	63	$74 \pm 20$	0,77	$57 \pm 20$
$^{119}\text{Sn}$	260	$270 \pm 17$	0,22	$59 \pm 12$
$^{120}\text{Sn}$	50	$50 \pm 15$	1,11	$56 \pm 11$
$^{122}\text{Tc}$	270	$270 \pm 30$	0,152	41,9
$^{123}\text{Te}$	820	$820 \pm 30$	0,081	$66 \pm 14$
$^{124}\text{Te}$	150	$150 \pm 20$	0,31	$46 \pm 9$
$^{125}\text{Te}$	430	$430 \pm 30$	0,08	$34 \pm 7$
$^{126}\text{Te}$	70	$73 \pm 20$	0,23	$17 \pm 5$
$^{128}\text{Xe}$	232	232	0,12	$28 \pm 7$
$^{130}\text{Xe}$	143	143	0,25	$36 \pm 10$
$^{134}\text{Ba}$	225	$225 \pm 35$	0,114	$26 \pm 6$
$^{136}\text{Ba}$	75,5	$67 \pm 21$	0,375	$25 \pm 9$
$^{137}\text{Ba}$	72,6	72,6	0,393	$29 \pm 8$
$^{139}\text{La}$	44	$44 \pm 4$	0,24	$10 \pm 2$
$^{140}\text{Ce}$	10	$11,5 \pm 0,6$	0,94	$16 \pm 5$
$^{142}\text{Nd}$	75,8	75,8	0,21	$16 \pm 4$
$^{146}\text{Nd}$	105	$105 \pm 16$	0,093	$10 \pm 3$
$^{148}\text{Sm}$	260	$260 \pm 50$	0,025	$6,5 \pm 1,8$
$^{150}\text{Sm}$	370	$370 \pm 70$	0,017	$6,3 \pm 1,7$
$^{154}\text{Gd}$	1164	$1164 \pm 350$	0,0086	$10 \pm 4$
$^{160}\text{Dy}$	1010	1010	0,0083	$8,4 \pm 2,4$
$^{168}\text{Er}$	243	$243 \pm 73$	0,029	$7,0 \pm 2,5$
$^{170}\text{Yb}$	990	990	0,058	$5,7 \pm 1,6$
$^{176}\text{Hf}$	685	$701 \pm 91$	0,0096	$6,7 \pm 1,6$
$^{182}\text{W}$	260	$260 \pm 30$	0,026	$6,8 \pm 1,5$
$^{184}\text{W}$	180	$180 \pm 20$	0,0365	$6,6 \pm 1,5$
$^{186}\text{Os}$	329	329	0,0088	$2,9 \pm 0,9$
$^{187}\text{Os}$	873	873	0,0091	$7,9 \pm 2,2$
$^{192}\text{Pt}$	352	352	0,0108	$3,8 \pm 1,1$
$^{198}\text{Hg}$	411	411	0,0224	$8,9 \pm 2,6$
$^{204}\text{Pb}$	58,5	$56 \pm 12$	0,0512	$2,9 \pm 0,8$
$^{206}\text{Pb}$		$9,6 \pm 3,0$	0,48	$4,6 \pm 1,5$
$^{207}\text{Pb}$		$8,7 \pm 3,0$	0,527	$4,6 \pm 1,8$

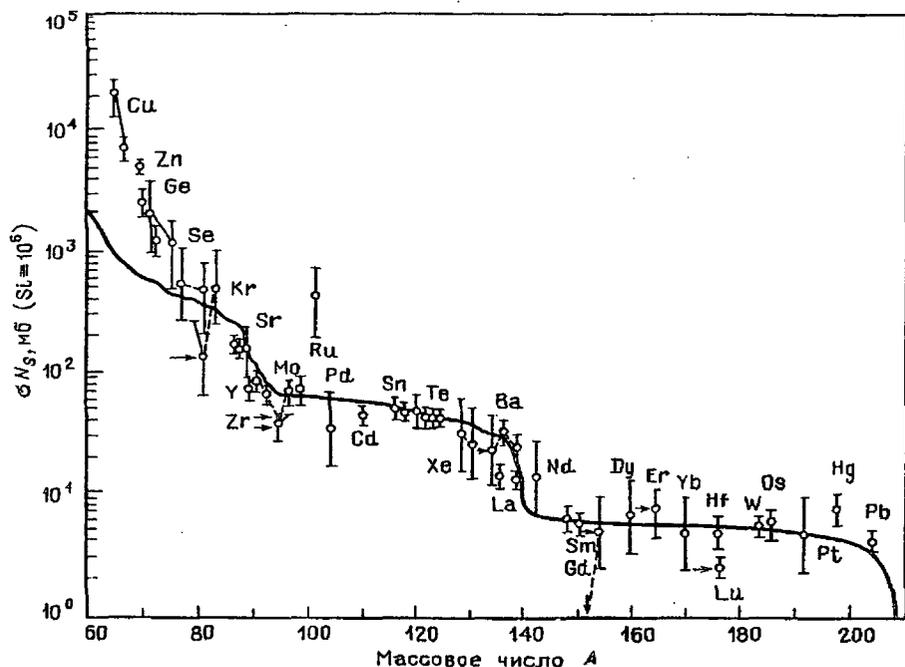


Рис. 4.8. Экспериментальная кривая  $\sigma N_s = f(A)$  для элементов Солнечной системы. Стрелкой указаны частично ободненные ядра из-за разветвления  $s$ -процесса

В предыдущем разделе мы рассмотрели различные способы определения  $\psi_k(\tau)$  как функции нейтронной экспозиции. При этом точные методы решения подтвердили корректность теории SFHZ. Теперь для сравнения теоретических значений  $\sigma N_s^{\text{теор}}$  и наблюдаемых в Солнечной системе  $\sigma N_s^{\text{эксп}}$  (где  $\sigma$  — сечение нейтронного захвата,  $N_s^{\text{эксп}}$  — выход данного нуклида в  $s$ -процессе) рассмотрим набор значений различных нейтронных экспозиций. Сигер, Фаулер и Клейтон [30], а также Клейтон и Вард [29] показали, что для непрерывной экспозиции удобно использовать следующие выражения:

$$\sigma N_s^{\text{теор}} = \int_0^{\infty} \rho(\tau) \psi_k(\tau) d\tau, \quad (4.15)$$

$$\rho(\tau) = G \exp\left(-\frac{\tau}{\tau_0}\right). \quad (4.16)$$

Здесь  $\rho(\tau)d\tau$  — количество зародышевых ядер железа, экспонируемого интегральным нейтронным потоком  $\tau$  в интервале  $d\tau$ ,  $G$  и  $\tau_0$  — подгоночные константы между теорией и экспериментом\*).

\*) Результаты подгонки "экспериментальных"  $\sigma N_s$ -величин показывают, что наблюдаемое распределение  $\sigma N_s(A)$  лучше описывается суммой двух экспонент в выражении для плотности нейтронных экспозиций  $\rho(\tau)$ :  $\rho(\tau) = G_1 \exp(-\tau/\tau_{0,1}) + G_2 \exp(-\tau/\tau_{0,2})$ . Физические причины появления двух значений параметра  $\tau_0$  изложены в работе [31].

Кривая на рис. 4.8 вычислена с учетом соотношений (4.15), (4.16) для значений констант  $G \equiv 1 \cdot 10^4$  ( $Si \equiv 10^6$ ) и  $\tau_0 = 0,25 \text{ мб}^{-1}$  [18]. На этом рисунке представлены также экспериментальные значения  $\sigma N_s^{\text{эксп}}$  и их полные погрешности с учетом оцененных в [27] значений сечений  $\sigma$ , указанных в табл. 4.1. Следует отметить, что согласно Варду и Ньюмену [18], выходы большинства элементов, за исключением самых летучих (Kr, Hg), измерены достаточно хорошо, с точностью  $\sim 20\%$ . Поэтому в [27] погрешности всех экспериментальных значений выходов  $N_s^{\text{эксп}}$  приняты равными 20%. Как видно из рисунка, наблюдается весьма удовлетворительное согласие теории  $s$ -процесса с экспериментальными значениями  $\sigma N_s^{\text{эксп}}$ . Однако в области ядер, близких к железу, заметно явное превышение экспериментальных значений  $\sigma N_s^{\text{эксп}}$  над теоретической кривой. Этот эффект в работе [18] объясняется влиянием импульсного нейтронного потока.

В последние годы в Институте прикладной ядерной физики (ФРГ) группой Бира и Каппелера выполнены измерения большого количества нейтронных сечений, важных для описания  $s$ -процесса [32–36]. В энергетической области  $1 \text{ кэВ} < E_n < 300 \text{ кэВ}$  сечения нейтронного захвата можно измерить с помощью различной техники и с различными типами нейтронных источников. Рассмотрим общие черты экспериментальной техники, использующейся в таких опытах [24].

Наиболее эффективно нейтроны в области энергий десятков сотен кэВ производят на ускорителях. Для этого чаще всего используют электронные ускорители (LINAC) и ускоритель Ван де Граафа. Линейные ускорители позволяют получить интенсивные нейтронные пучки за счет  $(\gamma, n)$ -реакции с помощью импульсного высокэнергетического электронного тока при облучении мишени из тяжелых металлов. Каждый цуг импульсов повторяется с частотой  $\sim 1 \text{ кГц}$  с шириной импульса в несколько наносекунд. С такими временными характеристиками время-пролетная техника с длинами пролета около 50 метров позволяет выполнить измерение сечений захвата с превосходным разрешением по энергии нейтронов. Однако интенсивное тормозное излучение из нейтронной мишени требует сильного экранирования области мишени, укорачивает пролетный путь и накладывает ограничения на максимальный телесный угол. В ускорителях типа Ван де Граафа используются ионные источники, поэтому вопросы экранировки не представляют сложности. Это означает, что можно использовать малые пролетные базы (в несколько см) и большие телесные углы, компенсируя меньшую мощность нейтронного источника (на три–четыре порядка ниже, чем в случае LINAC). Коллимация нейтронов при малых длинах пролета достигается непосредственно кинематикой реакций. В  $(p, n)$ -реакциях на  ${}^7\text{Li}$  или  ${}^3\text{H}$ , которые используются для производства нейтронов, все нейтроны кинематически коррелированы в направлении вперед. Ускорители Ван де Граафа являются наиболее эффективным инструментом для определения нейтронных сечений в области энергий нейтронов, соответствующих звездной среде.

В большинстве экспериментов события захвата нейтронов регистрируются за счет быстрого каскада  $\gamma$ -квантов, посредством которого разряжается образующееся новое ядро. Чувствительная техника активации, включающая

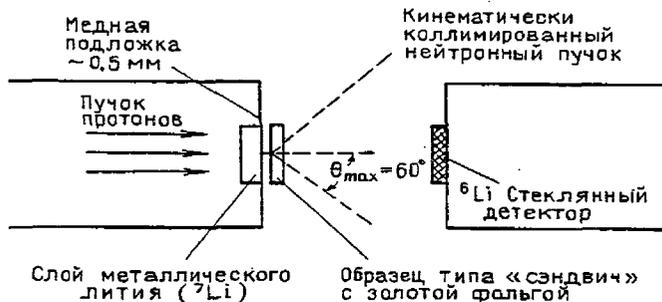


Рис. 4.9. Схема эксперимента по получению нейтронов с энергией  $E_n \approx 30$  кэВ

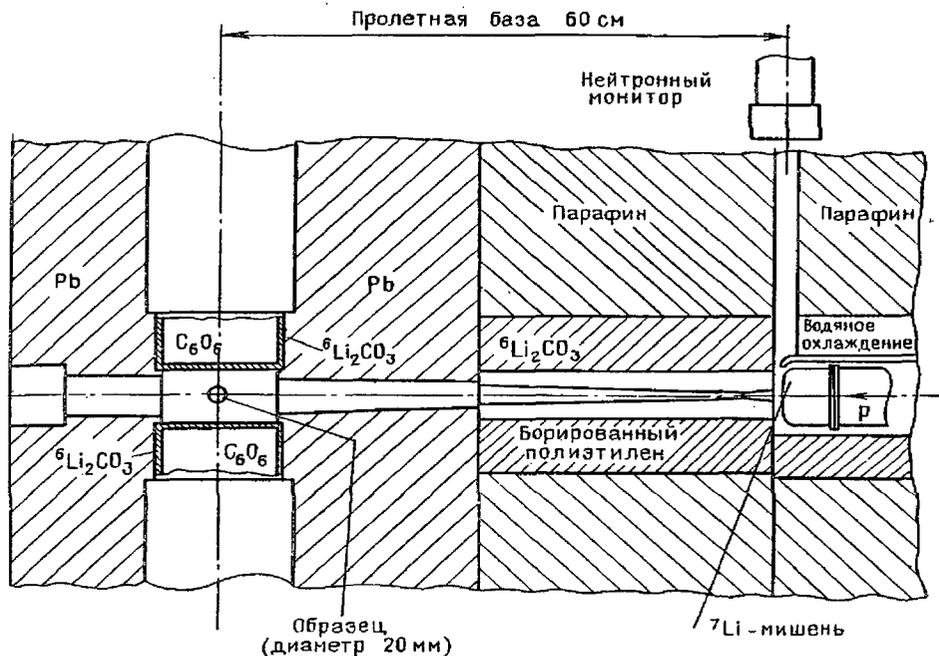


Рис. 4.10. Схема установки для экспериментального определения сечений нейтронного захвата в области энергий десятков и сотен кэВ

измерение наведенной активности как функции времени, обеспечивает уверенную идентификацию исследуемой реакции. При использовании тонких образцов такой метод гарантирует достаточно точные измерения малых сечений. Однако он имеет два существенных недостатка. Одно из его ограничений связано с невозможностью детектировать долгоживущие нуклиды ( $T_{1/2} \geq 0,5$  лет). Второе, более серьезное ограничение, обусловленное незнанием точного спектра нейтронов, вызывающих активацию, состоит в том, что результатом такого рода измерений является среднее сечение по нейтронному спектру. Бир и Кашелер [24] решили эту проблему, исполь-

зую ту часть нейтронного спектра, которая почти полностью имитирует максвелловский спектр для  $kT \approx 25$  кэВ. Это оказалось возможным благодаря свойствам  ${}^7\text{Li}$  (p, n)-реакций (рис. 4.9). Нейтроны возникают в тонком слое металлического лития ( $1 \text{ мг/см}^2$ ), напыленного на медной подложке толщиной  $\sim 0,5$  мм, а исследуемый образец помещают в сэндвич между двумя золотыми фольгами. На рис. 4.10 показана схема установки для экспериментального определения сечений нейтронного захвата в области энергий десятков и сотен кэВ. С помощью этой установки в работе [32] с точностью 5–6% определены очень малые сечения (n,  $\gamma$ )  ${}^{138}\text{Ba}$ ,  ${}^{140}\text{Ce}$ , в работах [33, 35, 36] измерены  $\sigma_{n\gamma}$  изотопов Ne, Kr, Xe, в [34, 36] исследованы сечения захвата на изотопах Sm, Eu, Gd, Yb, Lu, W. В табл. 4.2 приведена сводка результатов этих измерений.

Таблица 4.2

Сводка результатов измерений сечений нейтронного захвата, выполненных группой Бира–Каппелера

Реакция	Период полураспада образующегося нуклида	Энергия детектируемого гамма-перехода, кэВ	$\sigma_{n\gamma}$ , мб, теория, $E_n = 30$ кэВ	$\sigma_{n\gamma}$ , мб, эксперимент, $E_n \approx 30$ кэВ
${}^{20}\text{Ne}(n, \gamma){}^{21}\text{Ne}$	мгновенные $\gamma$ -кванты	147	—	$1,5 \pm 0,7$
${}^{21}\text{Ne}(n, \gamma){}^{22}\text{Ne}$	мгновенные $\gamma$ -кванты	137	—	$1,6 \pm 0,9$
${}^{22}\text{Ne}(n, \gamma){}^{23}\text{Ne}$	мгновенные $\gamma$ -кванты	—	—	$0,9 \pm 0,7$
${}^{23}\text{Na}(n, \gamma){}^{24}\text{Na}$	14,97 ч	1368,53	—	$2,72 \pm 0,15$
${}^{82}\text{Kr}(n, \gamma){}^{83}\text{Kr}$	мгновенные $\gamma$ -кванты	—	99	$105 \pm 15$
${}^{124}\text{Xe}(n, \gamma){}^{125}\text{Xe}$	17,3 ч	188,43	—	$1153 \pm 110$
${}^{132}\text{Xe}(n, \gamma){}^{133}\text{Xe}$	5,245 сут	81	91	$61 \pm 4$
${}^{134}\text{Xe}(n, \gamma){}^{135}\text{Xe}$	9,104 ч	249,79	—	$29 \pm 2$
${}^{138}\text{Ba}(n, \gamma){}^{139}\text{Ba}$	82,7 мин	165,85	6,7	$4,22 \pm 0,25$
${}^{140}\text{Ce}(n, \gamma){}^{141}\text{Ce}$	32,51 сут	145,44	—	$11,52 \pm 0,57$
${}^{151}\text{Eu}(n, \gamma){}^{152m}\text{Eu}$	9,3 ч	841,0	—	$1639 \pm 184$
${}^{152}\text{Sm}(n, \gamma){}^{153}\text{Sm}$	46,75 ч	103,18	—	$401 \pm 24$
${}^{152}\text{Gd}(n, \gamma){}^{153}\text{Gd}$	241,6 сут	103,2	—	$1045 \pm 65$
${}^{158}\text{Gd}(n, \gamma){}^{159}\text{Gd}$	18,56 ч	363,3	—	$221 \pm 20$
${}^{160}\text{Gd}(n, \gamma) \times$	6,9 сут	74,6	—	$144 \pm 14$
$\times {}^{161}\text{Gd}(\beta^-){}^{161}\text{Tb}$				
${}^{175}\text{Lu}(n, \gamma){}^{176m}\text{Lu}$	3,68 ч	88,35	—	$906 \pm 54^*)$
${}^{176}\text{Lu}(n, \gamma){}^{177}\text{Lu}$	6,71 сут	208,36	2087	$1718 \pm 85$
${}^{197}\text{Au}(n, \gamma){}^{198}\text{Au}$	2,697 сут	411,80	—	$659 \pm 16$

\*)  $E_n = 25$  кэВ.

4.2.5. Импульсный  $s$ -процесс. Предыдущий анализ произведен при термодинамических условиях, характерных для  $s$ -процесса, в предположении постоянной температуры и плотности среды, в которой непрерывно происходит нейтронное облучение. Однако, как показали расчеты [37],  $s$ -процесс, который ответствен за выход ряда элементов [38] Солнечной системы, происходит также при горении гелиевой оболочки звезд средних масс ( $2-5 M_{\odot}$ ). При таких процессах получающийся нейтронный поток может иметь импульсный характер [18, 19] с краткими периодами нейтронной экспозиции ( $\sim 10$  лет), разделенными относительно длительными ( $\sim 2500$  лет) межимпульсными периодами.

В трактовке импульсного  $s$ -процесса существенную роль играет периодическое перемешивание вещества, когда в вспышка гелиевой оболочки приводит вещество, богатое углеродом, в контакт с веществом, обогащенным

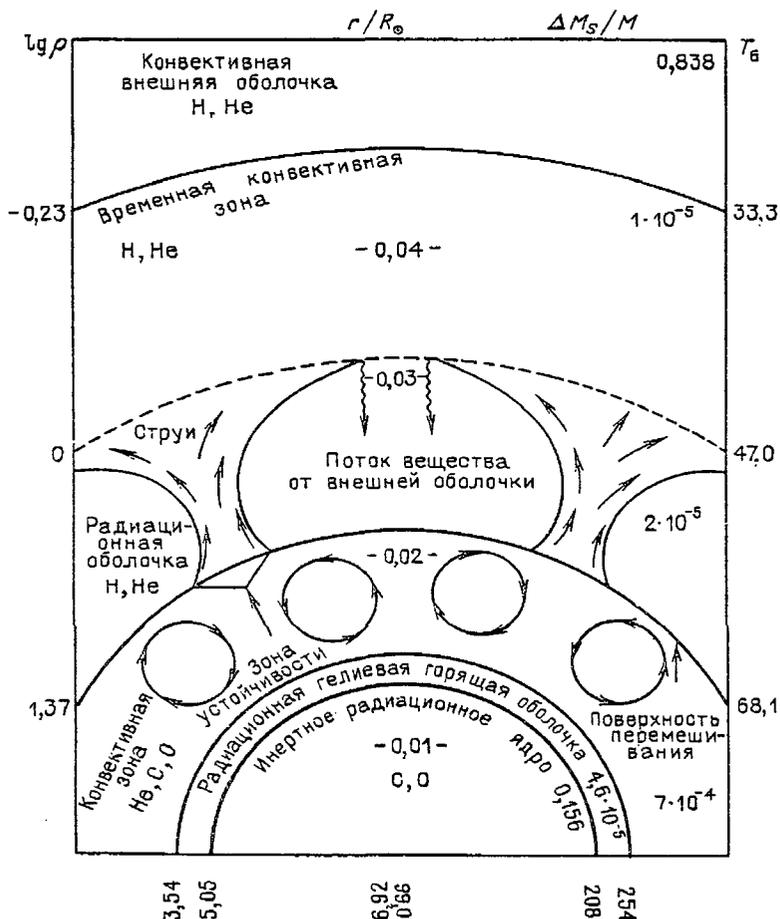


Рис. 4.11. Схема перемешивания вещества звезды при повторяющихся вспышках гелиевой оболочки [19].  $T_6 \equiv T/10^6$

водородом, приводя к образованию зародышевых ядер и источников свободных нейтронов по реакции  $^{12}\text{C}(p, \gamma)^{13}\text{N}(\beta^+)^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ .

В модели звездного перемешивания Вайгерта [7]  $s$ -процесс происходит следующим образом: 1) нейтронные экспозиции краткие и происходят периодически; при этом периоды покоя между вспышками значительно больше, чем периоды экспозиции; 2) нейтронная экспозиция на вспышку почти одна и та же для всего вещества, содержащегося в конвективной зоне (рис. 4.11); 3) конвективная зона теряет массу во время вспышки из-за того, что восходящие струи транспортируют вещество на поверхность, а между вспышками — из-за того, что часть гелия превращается в  $^{12}\text{C}$ . Если  $M_K$  — масса конвективной оболочки, величина которой примерно постоянна в течение эволюции звезды, то между последовательными вспышками остается часть ее  $\alpha M_K$ . Те нейтронообогащенные ядра, которые покидают конвективную зону, эффективно теряются для  $s$ -процесса, так как они не в состоянии захватывать нейтроны; 4) в начале каждой вспышки масса  $(1 - \alpha)M_K$  вещества из внешней оболочки вносится в конвективную зону. Это вещество содержит зародышевые ядра, которые ранее не экспонировались нейтронами.

В трактовке импульсного  $s$ -процесса естественным образом возникает экспоненциальная форма функции распределения нейтронных экспозиций. Если  $\alpha$  — доля массы конвективной оболочки, остающаяся между последовательными вспышками, то для выхода вещества, выбрасываемого во внешнюю оболочку, получаем

$n$	$n + 1$	$n + 2$	$n + 3$
$1 - \alpha$	$(1 - \alpha)\alpha$	$(1 - \alpha)\alpha^2$	$(1 - \alpha)\alpha^3$
$\Delta\tau$	$2\Delta\tau$	$3\Delta\tau$	$4\Delta\tau$

$$\rho(\tau) = \frac{1}{N_0} \frac{dN(\tau)}{d\tau} = \frac{1 - \alpha}{\Delta\tau} \alpha^{\tau/\Delta\tau} = \Lambda \exp(-\Lambda\tau).$$

Здесь  $N_0$  — первоначальное число зародышевых ядер во внешней оболочке,  $\Lambda$  — подгоночный параметр, подбираемый из наблюдаемых выходов элементов в Солнечной системе,  $n$  — номер вспышки. В импульсном  $s$ -процессе возникает возможность ядрам распадаться между периодами нейтронного облучения в течение интервала  $(3-4) \cdot 10^3$  лет между вспышками. Этот распад может изменить соотношение ветвления, если нейтронная экспозиция во время вспышки достаточно мала, так что лишь малое количество неустойчивых ядер захватывают нейтрон после своего образования.

Анализ наблюдаемых выходов в нескольких эволюционирующих звездах (ступенчатый характер и отсутствие ярко выраженных пиков) показывает, что уже внутри каждой звезды создается суперпозиция различных нейтронных экспозиций, т.е. механизм импульсного характера  $s$ -процесса и перемешивания вещества внутри одной звезды дает удовлетворительное согласие с наблюдением.

Ульрих [19] показал, что в импульсном  $s$ -процессе можно синтезировать все ядра  $s$ -процесса между  $A = 70$  и  $A = 250$  в пределах одиночной звезды посредством повторяющейся серии вспышек ее гелиевой оболочки. При оптимальных параметрах  $1 - \alpha = 0,07$ ,  $\Delta\tau = 0,016$ ,  $\Delta N_n$  (число захваченных

Рис. 4.12. Сравнение наблюдаемой кривой выходов элементов  $s$ -процесса с расчетами Ульриха [2]

нейтронов на каждое тяжелое ядро) = 0,24 требуется примерно 80 вспышек, чтобы дать окончательное распределение выходов элементов в Солнечной системе. Во время каждой вспышки для этого набора параметров около 5% массы между водородной и гелиевой оболочками обогащаются элементами  $s$ -процесса и смешиваются с внешней оболочкой звезды.

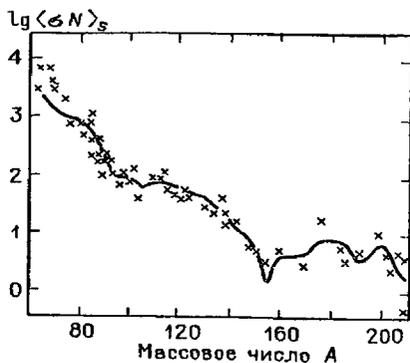
Для неразветвленного  $s$ -процесса, в цепочке которого нет долгоживущих нуклидов ( $T_{1/2} < 10$  лет) и все  $\beta$ -распады происходят гораздо быстрее, чем нейтронные захваты, мы не смогли бы отличить импульсную и непрерывную нейтронные экспозиции. Главная цепочка  $s$ -процесса в этом случае не изменилась бы (см., например, рис. 4.3). Основное следствие импульсного облучения заключается в том, что за счет интенсивных нейтронных потоков, длящихся  $\sim 10$  лет, вдоль цепочки  $s$ -процесса могут быть также построены другие нуклиды, нежели в случае непрерывного нейтронного облучения, если в узлах разветвления имеются долгоживущие нуклиды.

На рис. 4.12 представлено сравнение кривой выходов, рассчитанной Ульрихом в предположении импульсной нейтронной экспозиции и разветвленной  $s$ -процесса. Как видно из рисунка, учет импульсного характера экспозиции и ветвлений позволяет лучше описать проявление структур в ступеньках  $\sigma N = \text{const}$ .

### § 4.3. Разветвление $s$ -процесса

В природе существует несколько долгоживущих ядер, которые на дорожке  $s$ -процесса с большей вероятностью захватывают нейтрон, чем испытывают  $\beta$ -распад. Это приводит, как уже было отмечено выше, к разветвлению  $s$ -процесса. Вообще говоря, каждое ядро в цепочке  $s$ -процесса создается и разрушается либо нейтронными захватами, либо ядерными превращениями, вызванными слабыми взаимодействиями ( $\beta^+$ -распад, электронный захват). Когда распад происходит слишком быстро ( $\lambda_\beta \gg \lambda_n$ ) или слишком медленно ( $\lambda_\beta \ll \lambda_n$ ) по отношению к нейтронному захвату, рассматриваемое ядро может быть удалено из цепочки или им можно пренебречь. Если же имеет место конкуренция нейтронного захвата и  $\beta$ -распада, возникает разветвление  $s$ -процесса \*).

На рис. 4.13 показана дорожка разветвленного  $s$ -процесса, проходящая через изотопы Kr, Rb, Sr, Y и Zr. Примером разветвления может служить развилка в районе  $^{85}\text{Kr}$ . Здесь основной путь  $s$ -процесса отмечен непрерыв-



\*) В работе [39] показано, что исключение ядер с  $\lambda_\beta \gg \lambda_n$  оказывается неверным, и проведены расчеты образования актинидов с учетом короткоживущих ядер в цепочках  $s$ -процесса.

$^{88}\text{Zr}$	$^{89}\text{Zr}$	$^{90}\text{Zr}$	$^{91}\text{Zr}$
			$(21 \pm 2)$
$^{87}\text{Y}$	$^{88}\text{Y}$	$^{89}\text{Y}$	$^{90}\text{Y}$
			$(21 \pm 4)$ 64 ч
$^{86}\text{Sr}$	$^{87}\text{Sr}$	$^{88}\text{Sr}$	$^{89}\text{Sr}$
$(74 \pm 7)$	$(109 \pm 9)$	$(6,9 \pm 2,5)$	51 сут
$^{85}\text{Rb}$	$^{86}\text{Rb}$	$^{87}\text{Rb}$	$^{88}\text{Rb}$
$(215 \pm 20)$	19 сут	$(24 \pm 4)$ $5 \cdot 10^{10}$ лет	17,8 мин
$^{84}\text{Kr}$	$^{85}\text{Kr}$	$^{86}\text{Kr}$	$^{87}\text{Kr}$
$(28^*)$	10,8 года	$(9^*)$	76 мин

Рис. 4.13. Дорожка разветвленного  $s$ -процесса через изотопы Kr, Rb, Sr, Y, Zr. Штриховой линией показаны возможные ответвления от основного пути  $s$ -процесса. Для радиоактивных нуклидов приведены периоды полураспада, для стабильных нуклидов (в скобках) – сечения нейтронного захвата в мб [31]

ной линией, штриховой линией показано возможное разветвление (в частности, например, при наличии импульсной нейтронной экспозиции, см. предыдущий раздел). Следуя [31], введем обозначения  $\lambda_n = n_n \langle \sigma v \rangle$ ,  $\lambda_-$  – скорость  $\beta^-$ -распада,  $\lambda_+$  – скорость  $\beta^+$ -распада,  $\lambda_{ec}$  – скорость электронного захвата, и рассмотрим систему уравнений для  $s$ -процесса в области Kr, Rb и Sr:

$$\frac{dN(^{85}\text{Kr})}{dt} = \lambda_n(^{84}\text{Kr})N(^{84}\text{Kr}) - [\lambda_-(^{85}\text{Kr}) + \lambda_n(^{85}\text{Kr})]N(^{85}\text{Kr}),$$

$$\frac{dN(^{86}\text{Rb})}{dt} = \lambda_-(^{85}\text{Kr})N(^{85}\text{Kr}) - \lambda_n(^{86}\text{Rb})N(^{86}\text{Rb}),$$

$$\begin{aligned} \frac{dN(^{86}\text{Kr})}{dt} &= \lambda_n(^{85}\text{Kr})N(^{85}\text{Kr}) + \\ &+ [\lambda_{ec}(^{86}\text{Rb}) + \lambda_+(^{86}\text{Rb})N(^{86}\text{Rb}) - \lambda_n(^{86}\text{Kr})]N(^{86}\text{Kr}), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{dN(^{86}\text{Rb})}{dt} &= \lambda_n(^{85}\text{Rb})N(^{85}\text{Rb}) - \\ &- [\lambda_-(^{86}\text{Rb}) + \lambda_{ec}(^{86}\text{Rb}) + \lambda_+(^{86}\text{Rb})]N(^{86}\text{Rb}), \end{aligned}$$

$$\frac{dN(^{86}\text{Sr})}{dt} = \lambda_-(^{86}\text{Rb})N(^{86}\text{Rb}) - \lambda_n(^{86}\text{Sr})N(^{86}\text{Sr}),$$

(4.17)

$$\frac{dN(^{87}\text{Rb})}{dt} = \lambda_n(^{86}\text{Kr})N(^{86}\text{Kr}) - [\lambda_n(^{87}\text{Rb}) + \lambda_-(^{87}\text{Rb})]N(^{87}\text{Rb})^*),$$

$$\frac{dN(^{87}\text{Sr})}{dt} = \lambda_n(^{86}\text{Sr})N(^{86}\text{Sr}) + \lambda_-(^{87}\text{Rb})N(^{87}\text{Rb}) - \lambda_n(^{87}\text{Sr})N(^{87}\text{Sr}),$$

$$\frac{dN(^{88}\text{Sr})}{dt} = \lambda_n(^{87}\text{Sr})N(^{87}\text{Sr}) + \lambda_n(^{87}\text{Rb})N(^{87}\text{Rb}) - \lambda_n(^{88}\text{Sr})N(^{88}\text{Sr}).$$

В эту систему уравнений скорости электронного захвата и позитронного распада  $^{86}\text{Rb}$  включены для общности картины, чтобы проиллюстрировать возможности многократного разветвления, хотя на самом деле  $\lambda_-(^{86}\text{Rb}) \gg \lambda_{ec}(^{86}\text{Rb})$  или  $\lambda_+(^{86}\text{Rb})$ .

Для решения системы уравнений (4.17) можно сделать упрощение, связанное с коротким периодом полураспада  $^{86}\text{Rb}$ :

$$0 = \lambda_n(^{85}\text{Rb})N(^{85}\text{Rb}) - [\lambda_-(^{86}\text{Rb}) + \lambda_{ec}(^{86}\text{Rb}) + \lambda_+(^{86}\text{Rb})]N(^{86}\text{Rb}). \quad (4.18)$$

Дифференциальные уравнения (4.17) по-прежнему трудно разрешимы, так как в общем виде плотность  $n_n$  и температура  $T$  зависят произвольным образом от времени. Поэтому следующим корректным приближением является рассмотрение  $s$ -процесса при постоянной температуре  $T$ . Как мы видели в разделе 4.2.2, теория CFHZ вводит переменную

$$\tau \equiv \int_0^t n_n(t') v_T dt',$$

приводя основное уравнение  $s$ -процесса (4.1) к форме (4.4):  $dN_A/d\tau = \sigma_{A-1}N_{A-1} - \sigma_A N_A$  без какого-либо предположения о зависимости  $n_n(t)$ .

Для разветвленного  $s$ -процесса это упрощение становится невозможным из-за того, что скорости нейтронного захвата в уравнениях (4.17) зависят от  $n_n(t)$ , в то время как скорости слабых взаимодействий (электронного захвата и позитронного распада) не зависят от этой величины. Тем самым время  $t$  входит в уравнения (4.17) как независимая переменная, и для произвольной зависимости  $n_n(t)$  их можно решить численным интегрированием.

Если, однако,  $n_n(t)$  постоянно, то набор уравнений (4.17) будет содержать постоянные коэффициенты, и систему дифференциальных уравнений первого порядка можно решить точно. В этом случае Уорд, Ньюмен и Клейтон [31] вновь используют переменную  $\tau$ , которая при постоянстве  $n_n$  будет линейно пропорциональна времени.

Используя обозначения раздела 4.2.2.  $\psi(A) = \sigma_A N(A)/N_0(^{56}\text{Fe})$  и вводя величину  $f_- \equiv \lambda_-/(\lambda_- + \lambda_n + \lambda_{ec} + \lambda_+)$ , которая определяет долю ветви  $\beta^-$ -распада, перепишем систему уравнений (4.17) с учетом (4.18) в форме,

\*) Из-за малости периодов полураспада  $^{87}\text{Kr}$  и  $^{88}\text{Rb}$  не сохраняются в цепочке  $s$ -процесса:  $\lambda_-(^{87}\text{Kr})N(^{87}\text{Kr}) = \lambda_n(^{86}\text{Kr})N(^{86}\text{Kr})$ ,  $\lambda_-(^{88}\text{Rb})N(^{88}\text{Rb}) = \lambda_n(^{87}\text{Rb})N(^{87}\text{Rb})$ .

более удобной для анализа и вычислений:

$$\begin{aligned}
 \frac{d\psi(^{85}\text{Kr})}{dt} &= \sigma(^{85}\text{Kr}) \left[ \psi(^{84}\text{Kr}) - \frac{1}{1-f_-(^{85}\text{Kr})} \psi(^{85}\text{Kr}) \right], \\
 \frac{d\psi(^{85}\text{Rb})}{dt} &= \sigma(^{85}\text{Rb}) \left[ \frac{f_-(^{85}\text{Kr})}{1-f_-(^{85}\text{Kr})} \psi(^{85}\text{Kr}) - \psi(^{85}\text{Rb}) \right], \\
 \frac{d\psi(^{86}\text{Kr})}{dt} &= \sigma(^{86}\text{Kr}) \{ \psi(^{85}\text{Kr}) + [1-f_-(^{86}\text{Rb})] \psi(^{85}\text{Rb}) - \psi(^{86}\text{Kr}) \}, \\
 \frac{d\psi(^{86}\text{Sr})}{dt} &= \sigma(^{86}\text{Sr}) [f_-(^{86}\text{Rb}) \psi(^{85}\text{Rb}) - \psi(^{86}\text{Sr})], \\
 \frac{d\psi(^{87}\text{Rb})}{dt} &= \sigma(^{87}\text{Rb}) \left[ \psi(^{86}\text{Kr}) - \frac{1}{1-f_-(^{87}\text{Rb})} \psi(^{87}\text{Rb}) \right], \\
 \frac{d\psi(^{87}\text{Sr})}{dt} &= \sigma(^{87}\text{Sr}) \left[ \psi(^{86}\text{Sr}) + \frac{f_-(^{87}\text{Rb})}{1-f_-(^{87}\text{Rb})} \psi(^{87}\text{Rb}) - \psi(^{87}\text{Sr}) \right], \\
 \frac{d\psi(^{88}\text{Sr})}{dt} &= \sigma(^{88}\text{Sr}) [\psi(^{87}\text{Rb}) + \psi(^{87}\text{Sr}) - \psi(^{88}\text{Sr})].
 \end{aligned} \tag{4.19}$$

Величина  $f_-$  зависит от плотности  $n_n$  и от температуры  $T$ , а также от электронной плотности  $n_e$  (при наличии достаточно интенсивного электронного захвата).

Так как все эти параметры зависят от времени, коэффициенты уравнений (4.19), вообще говоря, тоже зависят от  $t$ . При постоянстве  $n_n$  и неизменном тепловом окружении (особый случай)  $f_-$  и коэффициенты уравнений (4.19) являются постоянными величинами. Физически картину нейтронного облучения в этом случае можно представить продолжительным прямоугольным импульсом с крутыми фронтами. При сравнении с наблюдаемыми выходами нуклидов в  $s$ -процессе это означает, что  $n_n(t)$  падает от нуля так быстро, что выходы нуклидов практически не изменяются при быстром изменении  $n_n(t)$ .

Классическая теория  $s$ -процесса предполагает  $f_- = 1$  для всех распадающихся ядер. Поэтому модель Уорда, Ньюмена и Клейтона, рассматривающая значение  $f_- < 1$ , представляет собой обобщение традиционной картины  $s$ -процесса, несмотря на предположение  $f_- = \text{const}$ . Кроме того, некоторые  $f_-$  зависят от  $T$ , и с учетом этой зависимости можно рассчитать точнее выходы в теории  $s$ -процесса.

Опуская математические выкладки в рассматриваемой модели [31] для выходов каждого из семи ядер ветви, следующей за  $^{84}\text{Kr}$ — $^{85}\text{Kr}$ ,  $^{86}\text{Kr}$ ,  $^{85}\text{Rb}$ ,  $^{87}\text{Rb}$ ,  $^{86}\text{Sr}$ ,  $^{87}\text{Sr}$ ,  $^{88}\text{Sr}$ , запишем точное решение в виде

$$\psi_i(t) = \sigma(^{85}\text{Kr}) \sum_{j=1}^7 A_{ij} \exp(\beta_j t) \int_0^t \exp(-\beta_j t') \psi(^{84}\text{Kr}, t') dt'. \tag{4.20}$$

Здесь  $\beta_j$ ,  $A_{ij}$  — коэффициенты разложения (сечения или комбинации сечений и долей ветвления  $f_-$  для семи рассматриваемых нуклидов).

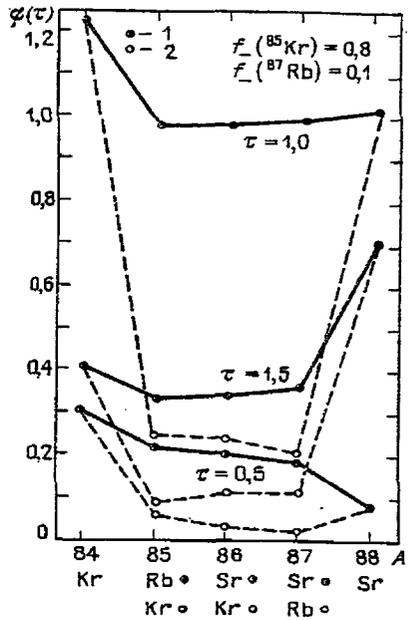
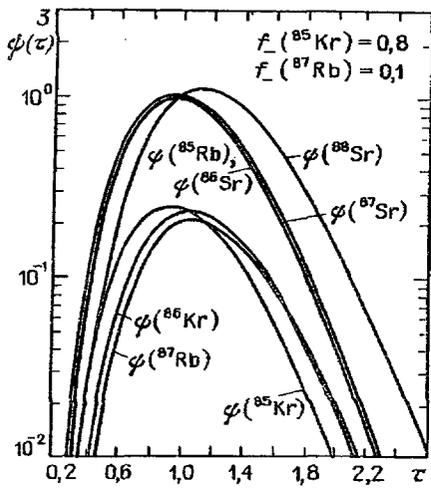


Рис.4.14. Зависимость  $\psi(\tau)$  для ядер ветви  $^{85}\text{Kr}$  при различных значениях отношений ветвлений  $f_-$  [31]

Рис. 4.15. Зависимость  $\psi(A)$  для ядер ветви  $^{85}\text{Kr}$  при различных значениях  $\tau$  [31]: 1 – канонический путь, 2  $\approx$  путь с учетом разветвления

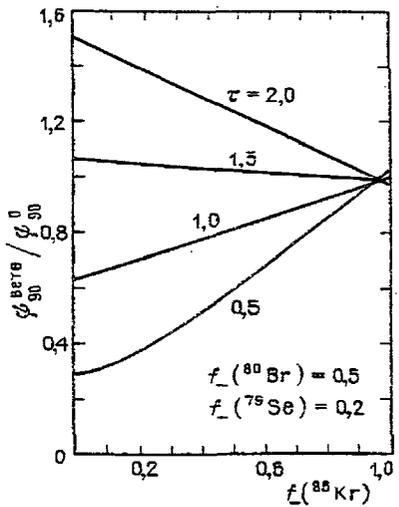
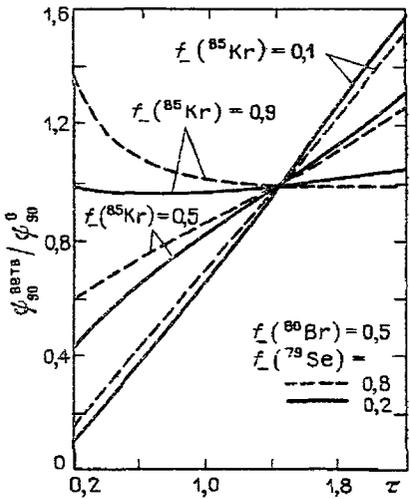


Рис. 4.16. Влияние разветвлений s-процесса при  $^{79}\text{Se}$  и  $^{85}\text{Kr}$  на величину  $\psi(^{90}\text{Zr})$  [31]

Рис. 4.17. Зависимость относительной величины  $\psi(^{90}\text{Zr})/\psi^0(^{90}\text{Zr})$  от  $f_- (^{85}\text{Kr})$  для характерных величин нейтронной экспозиции

Это выражение определяет для каждого из семи ядер ветви значение  $\psi_i(\tau)$  в зависимости от  $\psi$  для ядра, с которого начинается ветвь (в данном случае  ${}^{84}\text{Kr}$ ), и в зависимости от сечений и отношений ветвлений. Чтобы вычислить  $\psi_i$ , необходимо знать функциональную зависимость зародышевого члена  $\psi({}^{84}\text{Kr})$ . На рис. 4.14, 4.15 приведены результаты [31] для различных членов ветви  ${}^{84}\text{Kr}$ , вычисленные с характерными значениями  $f_-({}^{85}\text{Kr})$  и  $f_-({}^{87}\text{Rb})$ . Как видно из рис. 4.15, результаты расчета  $\psi(\tau)$  с учетом разветвления ( $f \neq 1$ ) отличаются от значений  $\psi(\tau)$ , получающихся в отсутствие разветвлений (канонический путь).

В работе [31] рассмотрен численный пример влияния ветвей  ${}^{79}\text{Se}$  и  ${}^{85}\text{Kr}$  на величину  $\psi({}^{90}\text{Zr})$ . Функция  $\psi({}^{90}\text{Zr})$  (неразветвленный  $s$ -процесс) рассчитывается в предположении, что  ${}^{79}\text{Se}$  всегда захватывает нейтрон, а  ${}^{85}\text{Kr}$  всегда испытывает  $\beta^-$ -распад ( $f_- = 1$ ): Функция  $\psi^{\text{ветв}}({}^{90}\text{Zr})$  рассчитана с учетом предшествующих разветвлений с  $f_-({}^{79}\text{Se}) = 0,2; 0,8$  и  $f_-({}^{85}\text{Kr}) = 0,1; 0,5; 0,9$ .

На рис. 4.16, 4.17 представлены результаты этих вычислений. Рис. 4.16 показывает отношение  $\psi_{90}^{\text{ветв}}/\psi_{90}^0$  как функцию  $\tau$  для разных значений  $f_-({}^{85}\text{Kr})$  и для двух различных значений  $f_-({}^{79}\text{Se})$ . Как видно из этого рисунка, величина  $f_-({}^{85}\text{Kr})$  имеет сильное влияние на выход  $\psi({}^{90}\text{Zr})$  в  $s$ -процессе. Физически это означает, что  $s$ -процесс через  ${}^{86}\text{Kr}$  задерживается малыми сечениями захвата  ${}^{86}\text{Kr}$  и  ${}^{87}\text{Rb}$  относительно  $s$ -процесса через  ${}^{86}\text{Sr}$  и  ${}^{87}\text{Sr}$  (см. рис. 4.13). Если  $f_-$  близко к единице, то выход  ${}^{90}\text{Zr}$  в  $s$ -процессе полностью определяется каноническим путем через  ${}^{86}\text{Sr}$  и  $\psi_{90}^{\text{ветв}} \approx \psi_{90}^0$ . С другой стороны, если  $f_-$  мало, то при небольших экспозициях  $\tau$  выход  ${}^{90}\text{Zr}$  определяется разветвлением через  ${}^{86}\text{Kr}$  и  ${}^{87}\text{Rb}$ , для которых характерны малые сечения захвата, и  $\psi_{90}^{\text{ветв}} < \psi_{90}^0$ . При больших нейтронных экспозициях  $\tau$  и малых  $f_-$ , даже несмотря на малые  $\sigma_{{}^{86}\text{Kr}}$  и  $\sigma_{{}^{87}\text{Rb}}$ ,  $\psi_{90}^{\text{ветв}}$  становится больше, чем  $\psi_{90}^0$ .

На рис. 4.17 непосредственно представлена зависимость отношения  $\psi_{90}^{\text{ветв}}/\psi_{90}^0$  от  $f_-({}^{85}\text{Kr})$  для выбранных значений  $\tau$ . Оба эти графика, таким образом, показывают, что влияние ветвления на выходы ядер в  $s$ -процессе может быть большим.

Для сравнения теоретических выходов  $\psi_A$  с кривой  $\sigma N$  в Солнечной системе необходимо, как уже отмечалось выше, рассмотреть суперпозицию нейтронных экспозиций  $\tau$ . При этом обычно рассматривается экспоненциальное распределение экспозиций  $\rho(\tau) = G \exp(-\tau/\tau_0)$ , где  $\tau_0 = 0,25 \text{ мб}^{-1}$ ,  $G = 10^4$  ( $\text{Si} = 10^6$ ).

На рис. 4.18 представлен тот же эффект, что и на рис. 4.17, но интегрированный по  $\rho(\tau)$  для  $\tau_0 = 0,25$  и  $0,1 \text{ мб}^{-1}$ . Как видно из рисунка, эффект влияния разветвления при  ${}^{85}\text{Kr}$  на выход в  $s$ -процессе  ${}^{90}\text{Zr}$  в зависимости от значения  $f_-({}^{85}\text{Kr})$  сохраняется и для суперпозиций различных нейтронных экспозиций.

Эффект относительной "задержки"  $s$ -процесса на малых нейтронных сечениях можно проиллюстрировать на примере простой ветви очень быстрых  $\beta^-$ -распадов [31] (рис. 4.19). Для любого ядра, образовавшегося позади

Рис. 4.18. Влияние разветвлений s-процесса на величину  $\psi(^{90}\text{Zr})$  для интегральной нейтронной экспозиции [37]

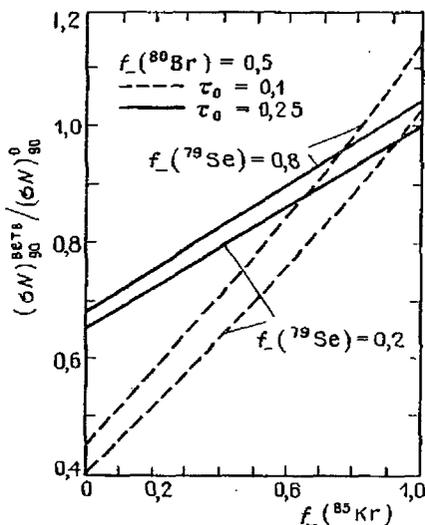
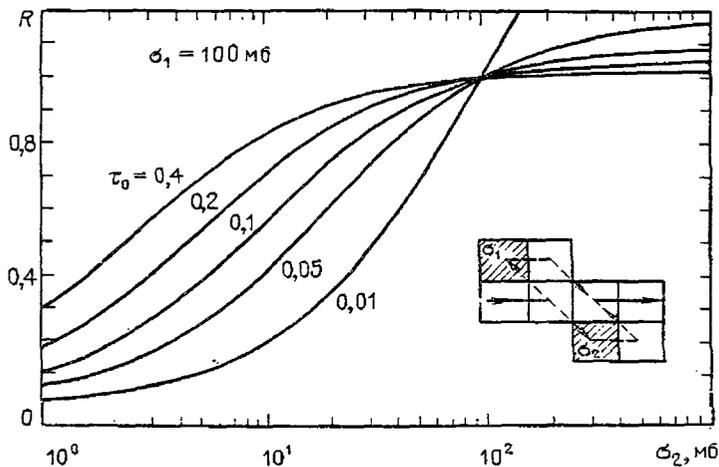


Рис. 4.19. Эффект относительной "задержки" s-процесса на малых нейтронных сечениях [31]



этой ветви, отношение  $\sigma N$ -величин по ветвям  $\sigma_2$  и  $\sigma_1$  будет определяться простым выражением \*)

$$R = \frac{\sigma_2(1 + \tau_0 \sigma_1)}{\sigma_1(1 + \tau_0 \sigma_2)} \quad (4.21)$$

На рис. 4.19  $\sigma_1$  фиксировано и равно 100 мб. Влияние относительной за-

\*) Легче всего это видно, если воспользоваться простой формой  $\sigma N_A^{\text{теор}}$ , предложенной в работе [29]:

$$\sigma N_A^{\text{теор}} = G \sum_{i=56}^A \left( 1 + \frac{1}{\tau_0 \sigma_i} \right)^{-1} \quad (4.22)$$

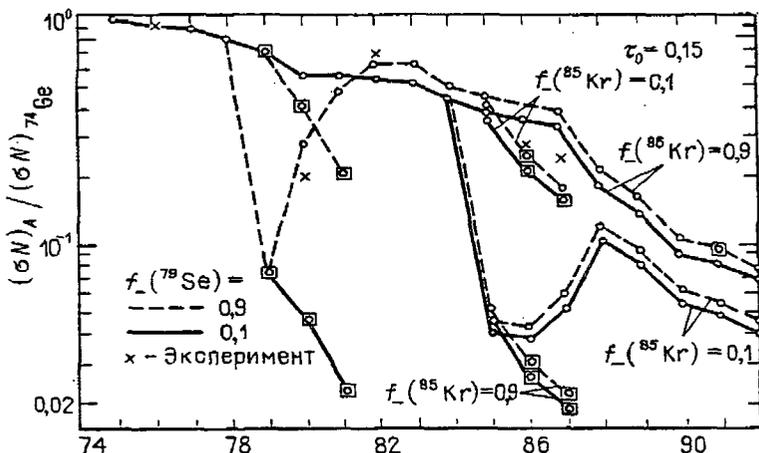


Рис. 4.20. Влияние эффекта разветвления при  $^{79}\text{Se}$  и  $^{85}\text{Kr}$  на ход кривой  $(\sigma N)_A$  [31]. Кружками представлены выходы ядер в  $s$ -процессе без учета разветвления при  $^{79}\text{Se}$  и  $^{85}\text{Kr}$ , а квадратиками – выходы ядер с учетом этих ветвлений. Экспериментальные величины изображены крестиками

держки  $s$ -процесса через ветвь  $\sigma_2$  на выходы нуклидов в Солнечной системе оказывается весьма существенным при  $\sigma_2 \ll \sigma_1$ .

На рис. 4.20 показано, как влияют разветвления при  $^{79}\text{Se}$  и  $^{85}\text{Kr}$  на вычисленную  $\sigma N$ -кривую, нормированную к  $(\sigma N)_{74\text{Ge}} = 1$ . Канонические выходы ядер в  $s$ -процессе представлены кружками, а квадратиками – выходы ядер с учетом ветвления. Экспериментальные величины изображены крестиками.

#### § 4.4. Термодинамические условия $s$ -процесса

Используя формализм, развитый выше [31], можно оценить средние термодинамические условия  $s$ -процесса на основе сравнения синтеза тяжелых элементов в нескольких ключевых ветвлениях  $s$ -процесса. Рассматривая все ветвления как функцию средних термодинамических условий, для любых двух ядер вдоль дорожки  $s$ -процесса имеем

$$\frac{\lambda_n^i}{\lambda_n^j} = \frac{\sigma_i}{\sigma_j}, \quad (4.23)$$

$$\frac{t_-^i(T)}{t_-^j(T)} = \left\{ \left[ \frac{1}{f_-^i(T, n_e)} - 1 \right] \left[ \frac{1}{f_-^j(T, n_e)} - 1 \right]^{-1} \right\} \frac{\sigma_i(T)}{\sigma_j(T)}, \quad (4.24)$$

где  $t_-$  – период полураспада относительно  $\beta^-$ -распада.

Отношения ветвлений  $f_-^i(T, n_e)$  определяются подгонкой наблюдаемых  $\sigma N$ -отношений в пределах каждой ветви, они являются функциями температуры и плотности свободных электронов  $n_e$ .

Если сечения, выходы и скорости  $\beta$ -распада хорошо известны, то для всех возможных комбинаций разветвлений из уравнений (4.24) можно получить набор допустимых значений  $T$  и  $n_e$  (и, следовательно, нейтронной плотности  $n_n$ ) и выбрать из него согласующиеся значения средней температуры и нейтронной плотности в  $s$ -процессе. В качестве нормирующей ветви Уорд, Ньюмен и Клейтон выбрали ветвь  $^{85}\text{Kr}$ , которая не содержит внутренних разветвлений\*). Трудно, конечно, ожидать, что такая процедура приведет к точным совпадающим значениям  $T$  и  $n_e$  для различных нуклидов  $s$ -процесса, однако она позволяет установить разумные пределы на термодинамические условия  $s$ -процесса.

Таким образом, средняя температура и электронная плотность, при которых происходит синтез  $i$ -го нуклида, вычисляются из соотношений типа

$$\frac{t_{-}^i(T)}{t_{-}(^{85}\text{Kr})} = \left( \frac{f_{-}\sigma}{1-f_{-}} \right)_{s, \text{Kr}} \left[ \frac{1-f_{-}(T, n_e)}{f_{-}(T, n_e)\sigma} \right]_i \quad (4.25)$$

В этом соотношении температурная зависимость параметров определяется не только зависимостью скоростей  $\beta$ -распада от температуры, но и возможной температурной зависимостью величины  $\sigma\tau_0$ , где  $\tau_0$  — подгруппный параметр в выражении для плотности распределения нейтронных экспозиций. Однако, как показал Клейтон [41],  $\tau_0(kT) \approx (kT/30 \text{ кэВ})^{0.7} \times \tau_0(30 \text{ кэВ})$ , и так как в большинстве случаев  $\sigma \propto T^{-1/2}$ , то  $\sigma\tau_0 \propto T^{0.2}$ . Эта температурная зависимость оказывается гораздо слабее температурной зависимости скоростей  $\beta$ -распада.

Зависимость скорости  $\beta$ -распада от температуры была вычислена в 1973 г. Ньюменом [42]. Основные эффекты, которые при этом рассматривались, — влияние возбужденных состояний ядра [43] и влияние электронного захвата на вакансии атома [44, 45]. Рис. 4.21 дает главную температурную зависимость периода полураспада  $t_{-}$  для  $\beta^{-}$ -излучателей вдоль разветвляющейся дорожки  $s$ -процесса. На рис. 4.22 демонстрируется существенное влияние температуры и электронной плотности на ход многократного разветвления при  $^{64}\text{Cu}$ . Изменение  $T$  и  $n_e$  приводит к значительным отклонениям  $f_{-}(^{64}\text{Cu})$  от лабораторного значения 0,38.

С учетом указанной выше зависимости  $\sigma \propto T^{-1/2}$  средняя нейтронная плотность  $n_n$  и средний нейтронный поток  $\Phi$  даются соотношениями

$$n_n = \frac{\ln 2}{\nu_T \sigma t_n} = \frac{9,15 \cdot 10^{10}}{\sigma(30 \text{ кэВ}) t_n} \text{ см}^{-3}, \quad (4.26)$$

$$\Phi = \nu_T n_n = \frac{1,18 \cdot 10^{19} \sqrt{T_8}}{\sigma(30 \text{ кэВ}) t_n} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}. \quad (4.27)$$

\*) На самом деле здесь следует учесть разветвление через изомерное состояние  $^{85\text{m}}\text{Kr}$  [40]. Однако это внутреннее разветвление не влияет существенно на дальнейшие рассуждения, так как тепловое равновесие изомера в данном случае не устанавливается (см. ниже).

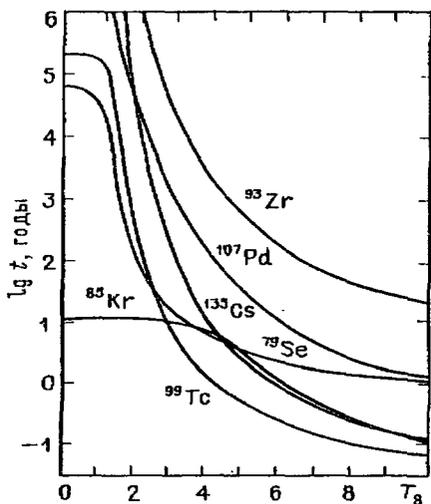


Рис. 4.21. Температурная зависимость периодов полураспада  $t$  для "ключевых" ядер разветвленного  $s$ -процесса

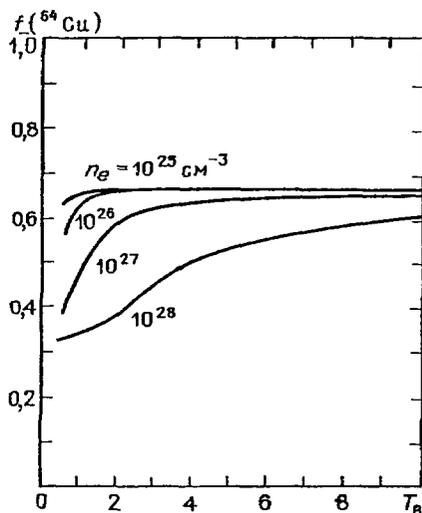


Рис. 4.22. Температурная зависимость величины  $f_-(^{64}\text{Cu})$  для различных значений электронной плотности

Здесь  $T_8 \equiv 10^{-8} T$ ,  $t_n = \ln 2 / \lambda_n$  — "период полураспада"\* относительно нейтронного захвата (в годах),  $\sigma$  (30 кэВ) — в мб.

Уорд, Ньюмен и Клейтон [31] в предположении средней плотности горящих гелиевых оболочек  $\rho = 2000 \text{ г/см}^3$  [6, 7, 37] произвели расчет нескольких ключевых разветвлений  $s$ -процесса, используя их в качестве индикаторов средней температуры и временной шкалы  $s$ -процесса. Результаты их вычислений представлены в табл. 4.3. Как видно из этой таблицы, средняя температура  $s$ -процесса получается равной  $\sim 3 \cdot 10^8 \text{ К}$ .

В первом столбце таблицы для каждого нуклида, дающего разветвление, представлены значения сечений нейтронного захвата, во втором — периоды полураспада, измеренные в лаборатории, в третьем — вычисленные отношения разветвлений, в четвертом — температура  $T_8$ , необходимая для согласования с разветвлением при  $^{85}\text{Kr}$ , в пятом — период полураспада относительно  $\beta$ -распада при температуре  $T_8$ , и, наконец в шестом столбце — результирующий "период полураспада"  $t_n$  относительно нейтронного захвата.

Несмотря на то, что анализ [31] зависит от оцененных значений нейтронных сечений и свойств  $\beta$ -распада возбужденных ядерных состояний, для средних термодинамических условий среды, в которой происходит  $s$ -процесс, получается хорошо согласующаяся картина, если принять  $T_8 = 3.1$ ;  $n_n = 1.6 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}$  ( $\rho = 2000 \text{ г/см}^3$ ),  $\Phi \approx 3.5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ . Эти значения сравнимы с результатами расчетов  $T_8 = 2.5$  и  $\Phi = 6.3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  [46]. Ульрих в модели импульсной нейтронной экспозиции (см. раздел 4.2.5) получает хорошее согласие по выходам нуклидов, производимых через ветви  $^{79}\text{Se}$  и  $^{85}\text{Kr}$ , используя следующие значения потока и тем-

\*) Время жизни ядра относительно нейтронного захвата равно  $t_n / \ln 2$ .

Таблица 4.3

Зависимость параметров  $s$ -процесса от температуры

Нуклид ветвления	$\sigma$ , мб	$t_{\beta}$ (лаб.), лет	$f_{\beta}$	$T_s$	$t_{\beta}(T_s)$ , лет	$t_n(T_s)$ , лет
$^{79}\text{Se}$	250	$6,5 \cdot 10^4$	0,58	2,9	17	23
$^{80}\text{Br}$	—	$3,4 \cdot 10^{-5}$	0,46	2,9	—	—
$^{85}\text{Kr}$	125	$1,1 \cdot 10$	0,82	$\sim 3$	$\sim 10$	$\sim 46$
$^{92}\text{Zr}$	70	$9,5 \cdot 10^5$	0,28	?	—	—
$^{113}\text{Cd}$	840	$9,0 \cdot 10^{15}$	0,032	3,3	190	6,3
$^{134}\text{Cs}$	1000	2,1	0,72	3,4	2,1	5,3
$^{151}\text{Sm}$	2500	$9,3 \cdot 10$	0,076	?	$< 93$	$< 7,6$
$^{152}\text{Eu}$	—	$1,3 \cdot 10$	0,97	$> 2$	$< 0,016$	—
$^{154}\text{Eu}$	4640	8,6	0,83	?	$< 8,6$	$< 42$
$^{163}\text{Dy}$	1600	$\infty$	0,29	$\sim 4$	$\sim 6,3$	$\sim 2,6$
$^{163}\text{Ho}$	2820	$3,3 \cdot 10$	0,23	4	$\sim 5,1$	$\sim 1,5$
$^{176}\text{Lu}$	2250	$2,6 \cdot 10^{10}$	0,67	?	—	—

Таблица 4.4

Результаты расчетов разветвления  $s$ -процесса

Нуклид ветвления	$\sigma$ , мб	$t_{\beta}$ (лаб.), лет	$t_{\beta}$	$t_{\beta}(T_s)$ , лет	$t_n(T_s)$ , лет
$^{63}\text{Ni}$	30	$1,0 \cdot 10^2$	0,66	100	190
$^{64}\text{Cu}$	—	$1,5 \cdot 10^3$	0,64	—	—
$^{81}\text{Kr}$	450	$2,1 \cdot 10^5$	0,51	12	13
$^{99}\text{Tc}$	800	$2,1 \cdot 10^5$	0,56	5,6	7,2
$^{107}\text{Pd}$	950	$6,5 \cdot 10^6$	0,0066	910	6,0
$^{129}\text{I}$	450	$1,6 \cdot 10^7$	0,96	0,55	13
$^{135}\text{Cs}$	200	$2,3 \cdot 10^6$	0,29	71	29
$^{147}\text{Pm}$	1100	2,6	0,67	2,6	5,2
$^{153}\text{Gd}$	2500	0,66	0,78	0,63	2,3
$^{155}\text{Eu}$	1700	4,8	0,41	4,8	3,4
$^{160}\text{Tb}$	4100	0,20	0,87	0,20	1,4
$^{170}\text{Tm}$	3200	0,35	0,84	0,35	1,8
$^{171}\text{Tm}$	1300	1,9	0,70	1,9	4,4
$^{182}\text{Ta}$	2300	0,32	0,89	0,32	2,5
$^{192}\text{Ir}$	2100	0,20	0,93	0,20	2,7
$^{193}\text{Pt}$	1100	50	0,031	160	5,2
$^{204}\text{Tl}$	134	3,8	0,92	3,8	43
$^{205}\text{Pb}$	54	$1,4 \cdot 10^7$	0,45	130	105

пературы во время нейтронных вспышек:  $\Phi = 4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ ,  $T_s = 2,5$ . Такие области температур ( $T_s = 1-4$ ) [47, 48] и нейтронных потоков ( $\Phi = 10^{15} - 10^{16} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ ) могут возникнуть в реакциях  $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ ,  $^{17}\text{O}(\alpha, n)^{20}\text{Ne}$  и  $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$  в старяющихся гелиевых оболочках далекой проэволюционировавших звезд. В табл. 4.4 приведены результаты расчетов

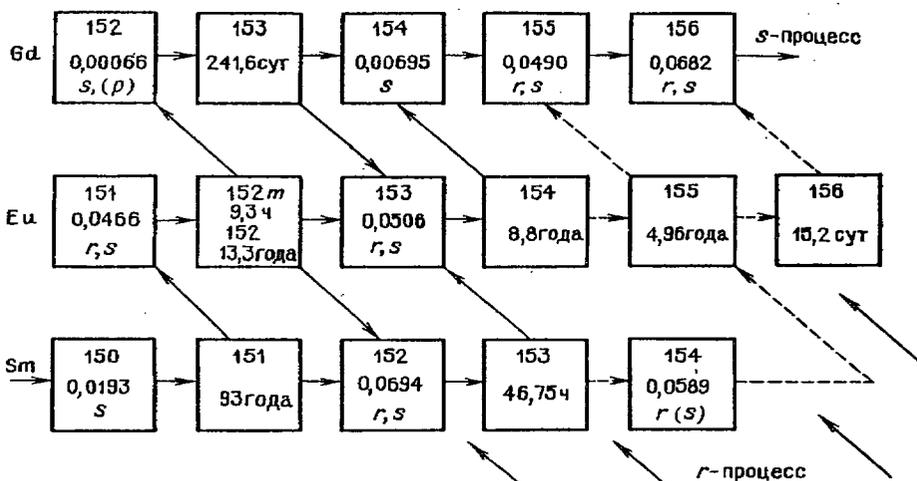


Рис. 4.23. Цепочка ядер, образованных в  $s$ -процессе в области Sm. Приведены для радиоактивных нуклидов периоды полураспада, для стабильных нуклидов – выходы ( $\text{Si} \approx 10^6$ )

других разветвлений  $s$ -процесса в предположении вычисленных выше средних значений температуры в нейтронной плотности:  $T_8 = 3,1 \cdot 10^8$  К,  $n_n = 1,6 \cdot 10^7$  см<sup>-3</sup>.

В заключение этого раздела рассмотрим в соответствии с [31] среднее время  $\langle t \rangle$   $s$ -процесса, которое получается при постоянном нейтронном потоке  $\Phi$ :

$$\langle t \rangle \equiv \left[ \Phi \int_0^{\infty} \rho(\tau) \frac{dn_c(\tau)}{d\tau} d\tau \left( \int_0^{\infty} \rho(\tau) n_c(\tau) d\tau \right)^{-1} \right]^{-1} = \frac{\tau_0}{\Phi}. \quad (4.28)$$

Здесь  $\rho(\tau)$  – по-прежнему экспонента:  $\rho(\tau) = G \exp(-\tau/\tau_0)$ ;  $n_c(\tau)$  – число нейтронных захватов, приходящихся на одно зародышевое ядро\*).

Из соотношения (4.28) для величин  $\tau_0 = 0,25$  мб<sup>-1</sup> и  $\Phi = 3,5 \cdot 10^{15}$  см<sup>-2</sup> · с<sup>-1</sup> получаем  $\langle t \rangle = 2270$  лет, т.е. для производства тяжелых элементов  $s$ -процесса требуется по крайней мере несколько тысяч лет нейтронного облучения, чтобы получить наблюдаемое распределение.

Улучшенные экспериментальные данные по сечениям нейтронного захвата вместе с новыми расчетами  $\beta$ -распада и теплового равновесия для ядер <sup>152</sup>Sm, <sup>151</sup>Eu, <sup>152</sup>Gd [49] дали возможность переисследовать важные разветвления  $s$ -процесса в области <sup>151</sup>Sm. На рис. 4.23 показана дорожка разветвленного  $s$ -процесса в массовой области  $150 \leq A \leq 156$ . Ключевыми

\* Среднее число нейтронных захватов на проэкспонированное зародышевое ядро дается выражением

$$N_c \approx \int_0^{\infty} \rho(\tau) n_c(\tau) d\tau \left( \int_0^{\infty} \rho(\tau) d\tau \right)^{-1}$$

и, как можно показать, при  $\tau_0 = 0,25$   $N_c = 4,8$ . Это соответствует  $8,5 \cdot 10^3$  захваченных нейтронов (в шкале  $\text{Si} \approx 10^6$ ).

Таблица 4.5

Сечения нейтронного захвата, относящиеся к ветвлению  $^{151}\text{Sm}$  ( $kT = 30$  кэВ)

Реакция	$\langle \sigma v / v T \rangle$ , мб; источник
$^{151}\text{Sm}(n, \gamma)^{152}\text{Sm}$	1990 [35], 2130 [51]
$^{151}\text{Eu}(n, \gamma)^{152}\text{Eu}^{0+m}$	$4822 \pm 740$ [52], $4630 \pm 324$ [35], $4292 \pm 172$ [53]
$^{152}\text{Sm}(n, \gamma)^{153}\text{Sm}$	$411 \pm 71$ [54], $401 \pm 24$ [49]
$^{151}\text{Eu}(n, \gamma)^{152}\text{Eu}$	$1639 \pm 184$ [49]
$^{152}\text{Eu}(n, \gamma)$	$5180$ [35], $5235$ [49]
$^{152}\text{Gd}(n, \gamma)^{153}\text{Gd}$	$983$ [35], $1045 \pm 65$ [49]
$^{153}\text{Sm}(n, \gamma)^{154}\text{Sm}$	$629$ [35]
$^{153}\text{Eu}(n, \gamma)^{154}\text{Eu}$	$3000 \pm 300$ [49]
$^{153}\text{Gd}(n, \gamma)^{154}\text{Gd}$	$2760$ [35]
$^{154}\text{Sm}(n, \gamma)^{155}\text{Sm}$	$420 \pm 80$ [54]
$^{154}\text{Eu}(n, \gamma)^{155}\text{Eu}$	$4450$ [35]

нуклидами, для которых необходимо точное знание сечений нейтронного захвата, являются в этой области  $^{151}\text{Sm}$ ,  $^{152}\text{Sm}$ ,  $^{152}\text{Gd}$  и  $^{154}\text{Gd}$ . Эти сечения были тщательно измерены группой Бира и Каппелера [49] с помощью экспериментальной техники, рассмотренной выше. Полученные значения  $\sigma_{n\gamma}$  приведены в табл. 4.5. В табл. 4.6 представлены результаты расчета скоростей  $\beta$ -распада в зависимости от температуры среды. Дорожка  $s$ -процесса в рассматриваемой массовой области наиболее критична к распаду  $^{151}\text{Sm}$ , через который идет ветвь  $k$  ( $^{152}\text{Gd}^*$ ). Разность масс нейтральных атомов  $^{151}\text{Sm}$  и  $^{151}\text{Eu}$  невелика (76 кэВ), поэтому здесь нужно учитывать механизм  $\beta$ -распада в связанные атомные состояния. Приведенные в табл. 4.6 значения получены с использованием формализма гросс-теории  $\beta$ -распада [50]. Для расчета термодинамических условий  $s$ -процесса авторы работы [49] использовали значения сечений, приведенные в табл. 4.2 и значения скоростей  $\beta$ -распада, приведенные в табл. 4.5. В рассматриваемой массовой области сечения нейтронного захвата довольно большие, поэтому

\* В работе [2] определены две типичные ветви медленного захвата нейтронов при  $^{79}\text{Kr}$  и  $^{151}\text{Sm}$ , которые могут служить характеристикой временной шкалы  $s$ -процесса, если использовать времена жизни нуклидов этих ветвей относительно  $\beta$ -распада. Соответственно получают два различных значения времени между последовательными захватами нейтронов ( $10^5$  лет для ядер с  $A < 100$  и 10 лет для  $A > 100$ ). Однако, если учесть зависимость времени жизни  $\beta$ -распада от температуры, а также импульсный характер нейтронной экспозиции, ветвь при  $^{151}\text{Sm}$  согласуется с теми же условиями и временными шкалами, которые необходимы для всех других ветвей  $s$ -процесса. Большие выходы нуклидов с  $A \geq 100$ , которые в работе [2] объяснялись более высоким нейтронным потоком, сейчас приписываются облучению одним и тем же нейтронным потоком (что и для  $A < 100$ ), но более длительное время (непрерывно или во вспышках) [4].

Таблица 4.6

Скорости  $\beta$ -распада нуклидов в условиях  $s$ -процесса в зависимости от температуры \*) [49]

Нуклид	Тип распада	$\lambda_{\beta}$ , лет <sup>-1</sup>			
		$T_8 = 0,7$	$T_8 = 1$	$T_8 = 2$	
<sup>151</sup> Sm	$\beta^-$	непрерывный	6,6 (-3)	6,6 (-3)	1,8 (-2)
		в связанные атомные состояния	1,7 (-3)	2,5 (-3)	3,3 (-2)
<sup>153</sup> Sm	$\beta^-$	1,3 (2)	1,3 (2)	1,6 (2)	
<sup>152</sup> Eu	$\beta^-$	1,2 (-1)	3,6 (0)	3,2 (2)	
	$\beta^+$	9,2 (-5)	3,5 (-3)	3,3 (-1)	
<sup>152</sup> Eu	Э.З.	непрерывный	1,2 (-3)	7,3 (-3)	3,6 (-1)
		в связанные атомные состояния	5,1 (-2)	3,8 (-1)	1,7 (1)
<sup>154</sup> Eu	$\beta^-$	4,1 (-1)	1,0 (1)	8,6 (2)	
<sup>154</sup> Eu	Э.З.	непрерывный	3,3 (-5)	8,8 (-4)	5,3 (-2)
		в связанные атомные состояния	1,4 (-3)	4,4 (-2)	2,2 (0)
<sup>153</sup> Gd	Э.З.	непрерывный	5,3 (-2)	5,2 (-2)	7,6 (-2)
		в связанные атомные состояния	8,2 (-1)	9,1 (-1)	1,3 (0)
<sup>151</sup> Sm	$\beta^-$	непрерывный	7,5 (-2)	3,2 (-1)	9,9 (-1)
		в связанные атомные состояния	1,7 (-1)	6,6 (-1)	1,8 (0)
<sup>153</sup> Sm	$\beta^-$	2,2 (2)	2,9 (2)	3,5 (2)	
<sup>152</sup> Eu	$\beta^-$	1,3 (2)	1,3 (3)	4,4 (3)	
	$\beta^+$	1,4 (0)	3,3 (0)	4,6 (0)	
<sup>152</sup> Eu	Э.З.	непрерывный	1,3 (0)	2,7 (0)	3,5 (0)
		в связанные атомные состояния	2,5 (1)	1,5 (1)	4,8 (0)
<sup>154</sup> Eu	$\beta^-$	4,3 (3)	1,3 (4)	2,0 (4)	

\*) Расчеты проведены при электронной плотности  $n_e = 10^{27} \text{ см}^{-3}$ .  $a(b) = a \cdot 10^b$ .  
 Э.З. — электронный захват (переход в непрерывное или связанное состояние).  $T_8 = T \cdot 10^{-8}$ .

Таблица 4.6 (окончание)

Нуклид	Тип распада	$\lambda\beta$ , лет <sup>-1</sup>			
		$T_s = 3$	$T_s = 5$	$T_s = 10$	
<sup>154</sup> Eu	Э.З.	непрерывный	2,2 (-1)	5,3 (-1)	8,6 (-1)
		в связанные атомные состояния	3,5 (0)	2,5 (0)	8,7 (-1)
<sup>153</sup> Gd	Э.З.	непрерывный	1,2 (-1)	2,0 (-1)	4,9 (-1)
		в связанные атомные состояния	6,5 (-1)	4,5 (-1)	2,1 (-1)

можно пренебречь временным изменением скорости накопления нуклидов в цепочке *s*-процесса:

$$N(^A Z)/N(^{150}\text{Sm}) = [\sigma(^{150}\text{Sm})/\sigma(^A Z)] \cdot F(^A Z). \quad (4.29)$$

Здесь  $\sigma$  — усредненное сечение нейтронного захвата при  $E_n = 30$  кэВ,  $F(^A Z)$  — доля выхода нуклида  $(^A Z)$  при нормировке  $\sum_Z F(^A Z) = 1$ . В цепочке *s*-про-

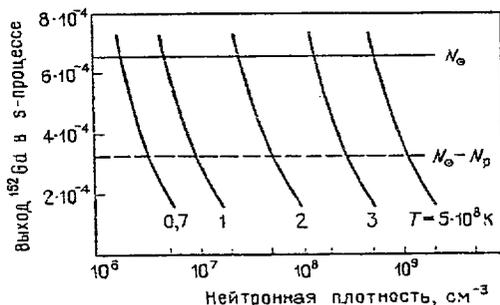
цесса, показанной на рис. 4.23, множители  $F(^A Z)$  даются для отдельных нуклидов следующими простыми выражениями ( $f_i$  — доли ветвления):

$$\left. \begin{aligned} F(^{151}\text{Eu}) &= f_- (^{151}\text{Sm}), \\ F(^{152}\text{Gd}) &= f_- (^{152}\text{Eu}) \cdot F(^{151}\text{Eu}), \\ F(^{152}\text{Sm}) &= f_n (^{151}\text{Sm}) + f_+ (^{152}\text{Eu}) \cdot F(^{151}\text{Eu}), \\ F(^{153}\text{Eu}) &= f_- (^{153}\text{Sm}) \cdot F(^{152}\text{Sm}) + f_n (^{152}\text{Eu}) \cdot F(^{151}\text{Eu}) + \\ &+ f_{ec} (^{153}\text{Gd}) F(^{152}\text{Gd}), \\ F(^{154}\text{Gd}) &= f_- (^{154}\text{Eu}) F(^{153}\text{Eu}) + f_n (^{153}\text{Gd}) F(^{152}\text{Gd}), \\ F(^{154}\text{Sm}) &= f_n (^{153}\text{Sm}) F(^{152}\text{Sm}) + f_{ec} (^{154}\text{Eu}) F(^{153}\text{Eu}). \end{aligned} \right\} \quad (4.30)$$

Для  $\beta$ -распадающихся ядер  $^Z A = ^{151, 152}\text{Sm}$ ,  $^{152, 154}\text{Eu}$  и  $^{153}\text{Gd}$

$$F_\beta(^Z A) = f_n(^A Z) F(^{A-1} Z). \quad (4.31)$$

Рис. 4.24. Выход в *s*-процессе <sup>152</sup>Gd, рассчитанный для различных значений температуры и нейтронной плотности. Для сравнения горизонтальными линиями показаны выход в Солнечной системе  $N_\odot$  и эмпирическая величина  $N_\odot - N_p$  [49]



После внезапного "замораживания" выходы нуклидов по окончании  $s$ -процесса можно записать в виде

$$\left. \begin{aligned} N_s({}^{151}\text{Eu}) &= N({}^{151}\text{Eu}) + N({}^{151}\text{Sm}), \\ N_s({}^{153}\text{Eu}) &= N({}^{153}\text{Eu}) + N({}^{153}\text{Sm}) + N({}^{153}\text{Gd}), \\ N_s({}^{154}\text{Gd}) &= N({}^{154}\text{Gd}) + 0,9998N({}^{154}\text{Eu}), \\ N_s({}^{154}\text{Sm}) &= N({}^{154}\text{Sm}) + 0,0002N({}^{154}\text{Eu}). \end{aligned} \right\} \quad (4.32)$$

Для  ${}^{152}\text{Sm}$  и  ${}^{152}\text{Gd}$  ситуация несколько осложняется даже в простой модели внезапного "замораживания", так как надо знать относительные заселения основного состояния  ${}^{152}\text{Eu}$  и его низколежащего долгоживущего изомерного состояния со спином  $0^-$ .

Наибольшую информацию о температуре  $T$  и нейтронной плотности  $n_n$  можно получить из анализа выхода  ${}^{152}\text{Gd}$ . Выход  $N_s({}^{152}\text{Gd})$ , рассчитанный как функция  $n_n$  и  $T$  при условии  $\sigma({}^{150}\text{Sm})N({}^{150}\text{Sm}) = \sigma N_s(A_{150}) = 6,79 \text{ мб}$  [49], показан на рис. 4.24. Наблюдаемый выход в Солнечной системе  $N_0({}^{152}\text{Gd}) = 6,6 \cdot 10^{-4}$  не должен быть меньше вычисленного значения  $N_s({}^{152}\text{Gd}) = N_0 - N_p$ . Это позволяет установить нижние пределы на нейтронную плотность и температуру. Вклад компонента  $p$ -процесса в общий выход  ${}^{152}\text{Gd}$  можно оценить [49], усредняя наблюдаемые выходы соседних изотопов, образующихся в  $p$ -процессе:  $N_p({}^{152}\text{Gd}) = 3,3 \cdot 10^{-4}$ . В конечном итоге оказывается, что для температуры  $T = 3 \cdot 10^8 \text{ К}$  допустимая область значений заключена в пределах  $n_n \approx (1,3 - 2,8) \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$ , что на порядок выше результатов анализа [31]. Таким образом можно с уверенностью утверждать, что  $s$ -процесс реализуется в условиях, характеризующихся температурой  $T_s = (2 - 4) \cdot 10^8 \text{ К}$  и плотностью нейтронов  $n_n = 10^7 - 10^9 \text{ см}^{-3}$ , при среднем времени полного нейтронного облучения  $\langle t \rangle \geq 10^3 \text{ лет}$ .

#### § 4.5. Роль изомерных состояний

Впервые на важность учета изомерных состояний при анализе  $s$ -процесса указали Одуз, Фаулер и Шрамм [55], а также Арнольд [56], которые исследовали распад  ${}^{176}\text{Lu}$  в качестве возможного хронометра  $s$ -процесса. Дальнейшее изучение влияния на  $s$ -процесс изомерных состояний  ${}^{85}\text{Kr}$  и  ${}^{176}\text{Lu}$  выполнено в работах [57, 58]. В табл. 4.7, взятой из [40], дана сводка изомерных состояний, важных для  $s$ -процесса. Экспериментальные данные по вероятности заселения изомерных состояний при  $kT \sim 30 \text{ кэВ}$ , приведенные в 4-й колонке таблицы, получены с помощью активационной техники, описанной в § 4.2. (В скобках приведены также вероятности заселения для тепловых нейтронов из [60].) Разветвление  $s$ -процесса при  ${}^{85}\text{Kr}$ , как мы видели в 4.4, может быть использовано для определения термодинамических условий  $s$ -процесса. Однако при этом следует учитывать, что  ${}^{85}\text{Kr}$  имеет метастабильное состояние с  $T_{1/2} = 4,5 \text{ ч}$ . Тепловое заселение этого состояния существенно увеличило бы скорость  $\beta$ -распада  ${}^{85}\text{Kr}$  и изменило бы выходы стабильных изотопов в  $\text{Kr-Rb-Sr}$ -области. Поэтому в каждом случае необходимо специальное исследование возможности теплового заселения изомерного состояния и возможности уста-

Таблица 4.7

Характеристики изомерных состояний,  
важных для цепочки  $s$ -процесса \*)

Изомер	Энергия изомерно- го уровня, кэВ	Период полурас- пада	Поведение при условиях $s$ -процесса	
			доля за- селения $P$ , %	тепловое равновесие
$85^m\text{Kr}$	305	4,48 ч	(68) 54 ± 12	нет
$113^m\text{Gd}$	264	14,6 лет	(2,7) 6	невозможно при $T_8 = 1,0$
$114^m\text{In}$	190	49,5 сут	(66) 73	возможно
$115^m\text{Gd}$	173	44,8 сут	(11) 22 ± 13	невозможно при $T_8 < 1,0$
$115^m\text{In}$	336	4,49 ч	100 распад из $^{115}\text{Cd}$	невозможно при $T_8 < 1,5$
$152^m\text{Eu}$	48,6	9,4 ч	(36) 41 ± 4	возможно
$176^m\text{Lu}$	127	3,68 ч	(70) 64 ± 4	невозможно при $T_8 < 1,5$
$180^m\text{Hf}$	1142	5,5 ч	(0,75) 0,9 ± 0,1	нет
$210^m\text{Bi}$	271	$3 \cdot 10^6$ лет	(42)	есть

\*) Значения энергии и периода полураспада изомерных состояний даны по [59].

новления теплового равновесия между основным и изомерным состояниями рассматриваемого ядра при температуре  $s$ -процесса  $\sim (3 - 4) \cdot 10^8$  К.

При очень высокой температуре переходы между основным и  $i$ -возбужденным состоянием достаточно быстры для достижения теплового равновесия в пределах времени жизни возбужденного состояния (рис. 4.25). Отношение скоростей поглощения и испускания в этом случае описывается Больцмановским фактором:

$$\frac{\lambda_{0i}}{\lambda_{i0}} = \frac{g_i}{g_0} \exp\left(-\frac{E_i}{kT}\right), \quad (4.33)$$

где  $g_i, g_0$  — статистические веса.

Схема заселения изомерного состояния ( $g_m, E_m$ ) показана на рис. 4.25. Большая разность спинов в большинстве случаев запрещает прямой переход между основным и изомерными состояниями, однако за счет теплового возбуждения высоколежащих состояний может установиться тепловое

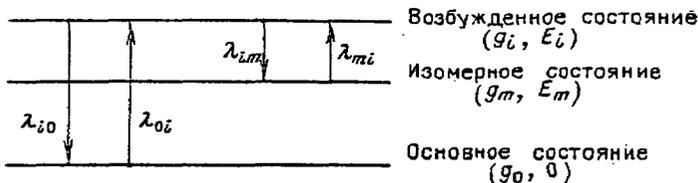


Рис. 4.25. Схема теплового равновесия между изомерным и основным состояниями. Равновесие устанавливается посредством переходов с более высоколежащих состояний  $i$

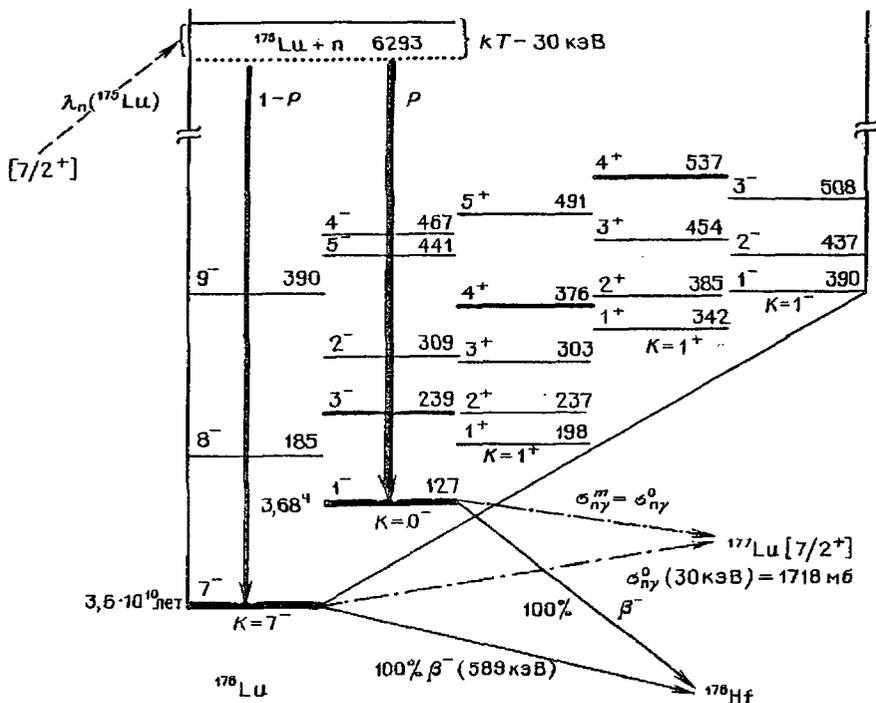


Рис. 4.26. Схема уровней первых 20 состояний  $^{176}\text{Lu}$ , показывающая нейтронные захваты и изомерные ветвления [36]

равновесие между изомером и основным состоянием:

$$\frac{\lambda_{mi}}{\lambda_{im}} = \frac{g_i}{g_m} \exp [-(E_i - E_m)/kT]. \quad (4.34)$$

Скорость, при которой достигается равновесие, зависит от суммы скоростей заселения и разрядки изомера:

$$\lambda_{eq} = f_{i0} f_{im} \lambda_i \left\{ \frac{g_i}{g_m} \exp [-(E_i - E_m)/kT] + \frac{g_i}{g_m} \exp (-E_i/kT) \right\}. \quad (4.35)$$

Здесь  $f_{i0}$  и  $f_{im}$  — доли ветвления при разрядке  $i$ -состояния соответственно на основной и изомерный уровни.

Таким образом, вероятность установления равновесия между основным и изомерным состояниями зависит от времени жизни высоколежащего состояния  $\lambda_i^{-1}$ , от долей ветвления  $f_{im}$ ,  $f_{i0}$  и от энергий возбуждения  $E_m$  и  $E_i$ .

Тепловое равновесие может быть запрещено или сильно заторможено, если:

- 1)  $E_i \gg E_m \sim kT$ ;
- 2)  $\lambda_{im}$  или  $\lambda_{i0}$  малы.

1-й случай соответствует отсутствию возбужденных состояний вблизи изомера, а 2-й — очень малой вероятности переходов с  $i$ -возбужденного уровня на изомерное или основное состояния.

$^{85m}\text{Kг}$  служит наглядным примером ситуации, когда можно пренебречь тепловым равновесием между основным и изомерным состояниями, так как первое возбужденное состояние расположено при энергии 1,107 МэВ — слишком далеко от изомерного уровня. В случае  $^{176m}\text{Lu}$  имеется много возбужденных состояний вблизи изомера (рис. 4.26), и его тепловое заселение во многом зависит от температуры.

Основное состояние  $^{176}\text{Lu}$  имеет период полураспада  $3,6 \cdot 10^{10}$  лет и может служить хронометром продолжительности  $s$ -процесса в Галактике. Для использования  $^{176}\text{Lu}$  в качестве "космических часов" необходимо, следовательно, точно знать долю заселения его основного долгоживущего состояния и вероятность теплового равновесия между основным и изомерным состояниями.

Доля заселения основного состояния  $^{176}\text{Lu}$  измерена при  $kT = 25$  кэВ в работе [61]:

$$B_n = \frac{\sigma [^{175}\text{Lu}(n, \gamma)^{176}\text{Lu}]}{\sigma [^{175}\text{Lu}(n, \gamma)(^{176}\text{Lu} + ^{176m}\text{Lu})]} = 0,36 \pm 0,04. \quad (4.36)$$

Расчеты заселения основного состояния в зависимости от температуры и нейтронной плотности с использованием одночастичных оценок Вайскопфа для вероятностей  $\gamma$ -переходов были выполнены в [36]. Результаты этих расчетов приведены на рис. 4.27, на котором показано изменение выхода  $^{176}\text{Lu}$  с температурой:  $N_{i, \gamma, \text{Lu}}(T) = B_n(T)N(176)$ . Здесь  $N(176)$  — пол-

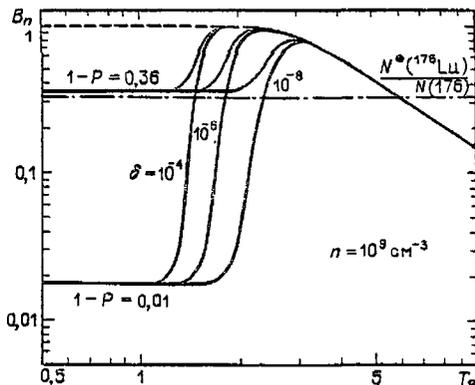


Рис. 4.27. Зависимость доли ветвления нейтронного захвата в основное состояние  $^{176}\text{Lu}$  от звездных температур при постоянной нейтронной плотности  $10^9 \text{ см}^{-3}$  [36]

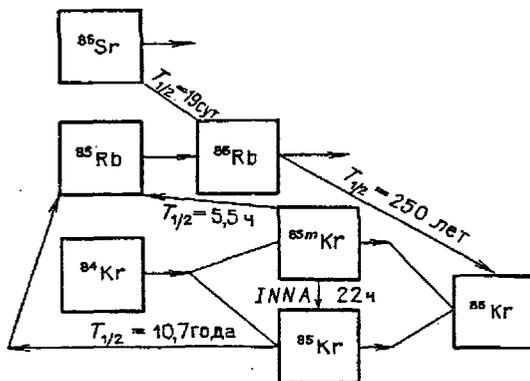


Рис. 4.28. Схема превращений для  $A = 84 - 86$

ный выход в  $s$ -процессе ядер с массовым числом  $A = 176$ . Из рисунка видно, что ниже  $T = 1,6 \cdot 10^8$  К доля заселения основного состояния не изменяется. С увеличением температуры до значений  $T \geq 2,2 \cdot 10^8$  К между основным и изомерным состояниями устанавливается тепловое равновесие. Это означает, что  $^{176}\text{Lu}$  можно использовать, с одной стороны, в качестве космических часов (при  $T \leq 1,6 \cdot 10^8$  К), а с другой — он может служить также термометром  $s$ -процесса.

При более высокой температуре доминирует распад из изомерного состояния, и выход  $^{176}\text{Lu}$  непрерывно уменьшается. На рис. 4.27 приведены также результаты расчета  $B_n(T)$  с произвольным предположением, что 99 % всех нейтронных захватов идут на изомерное состояние.

В недавней работе Ю.В. Петрова и А.И. Шляхтера [62] обращено внимание на еще один важный аспект влияния изомерных состояний на выходы элементов в импульсном  $s$ -процессе. Он связан с необходимостью учета реакции неупругого ускорения нейтронов при соударении их с ядрами, находящимися в изомерном состоянии. Такая реакция была предсказана Ю.В. Петровым в 1959 г. [63, 64] и экспериментально обнаружена в 1981 г. [58, 65]. Результатом ее является передача энергии изомерного состояния налетающему нейтрону. Реакция неупругого ускорения нейтронов (и обратная ей) увеличивает скорость переходов между основным и изомерным состоянием, облегчая установление теплового равновесия ("термализацию" изомера). При отсутствии теплового равновесия эта реакция может заметно уменьшить время жизни изомерного уровня.

Для того чтобы значительная часть изомерных ядер успела до распада передать свою энергию нейтронам, должно выполняться условие

$$\sigma_{\text{INNA}} \Phi \tau_m \geq 1. \quad (4.37)$$

Здесь  $\sigma_{\text{INNA}}$  — сечение реакции неупругого ускорения при энергии нейтронов 30 кэВ,  $\Phi$  — поток нейтронов,  $\tau_m$  — время жизни изомерного уровня. Величина сечения  $\sigma_{\text{INNA}}$  зависит от энергии изомерного перехода и его мультипольности. Расчеты энергетической зависимости  $\sigma_{\text{INNA}}$  были выполнены для M4-изомеров  $^{85\text{m}}\text{Kr}$ ,  $^{91\text{m}}\text{Nb}$ ,  $^{87\text{m}}\text{Sr}$ ,  $^{113\text{m}}\text{In}$ ,  $^{115\text{m}}\text{In}$  с помощью

оптической модели Хаузера – Фешбаха – Молдауэра в работах [66, 67]. В области энергий 20–50 кэВ эти сечения составляют десятки и сотни мб.

Из формулы (4.37) легко видеть, что при  $\tau_m = 10^4$  с поток нейтронов, необходимый для того, чтобы влияние реакции неупругого ускорения нейтронов стало существенным, составляет  $10^{20} - 10^{21}$  н/(см<sup>2</sup> · с) (это соответствует плотности свободных нейтронов  $n_n = 5 \cdot 10^{11} - 5 \cdot 10^{12}$  н/см<sup>3</sup>). Очевидно, что столь высокие потоки достижимы лишь при специальных условиях импульсного *s*-процесса. Тем не менее в работе [62] сделаны численные оценки влияния INNA-реакции на выходы элементов в цепочке *s*-процесса в области <sup>85</sup>Kr (см. диаграмму рис. 4.28). Сильнее всего влияние INNA-реакции проявляется в увеличении концентрации основного состояния <sup>85</sup>Kr и образующегося из него <sup>86</sup>Kr и <sup>85</sup>Rb.

#### § 4.6. Окончание *s*-процесса

Нуклеосинтез тяжелых стабильных ядер, происходящий посредством *s*-процесса, заканчивается при массовых числах  $A \sim 210$ . Ядра тяжелее висмута распадаются на изотопы свинца, испуская  $\alpha$ -частицы.

Последний стабильный нуклид в цепочке *s*-процесса – <sup>209</sup>Pb. Он захватывает нейтрон, образуя <sup>210</sup>Pb. Дальнейшая схема процесса, происходящего в высокотемпературном нейтронном потоке, взятая из работ [68, 69], показана на рис. 4.29. Изомерное состояние <sup>9-210</sup>Pb живет при  $T = 3 \cdot 10^8$  К меньше секунды, и примерно через секунду устанавливается тепловое равновесие основного и возбужденного состояний <sup>210</sup>Pb. При этом в состоянии <sup>9-</sup> остается лишь несколько процентов ядер <sup>210</sup>Pb, так что в хорошем приближении можно рассматривать лишь два нижних состояния <sup>210</sup>Pb: <sup>1-</sup> и <sup>0-</sup>. Нейтронный захват <sup>210</sup>Pb в принципе должен конкурировать со скоростью комбинированного  $\beta$ -распада из первых двух возбужденных состояний <sup>210</sup>Pb. Период полураспада основного состояния <sup>210</sup>Pb (5,1 сут) значительно меньше времени жизни относительно нейтронного захвата, и последним можно полностью пренебречь, считая, что <sup>210</sup>Pb распадается

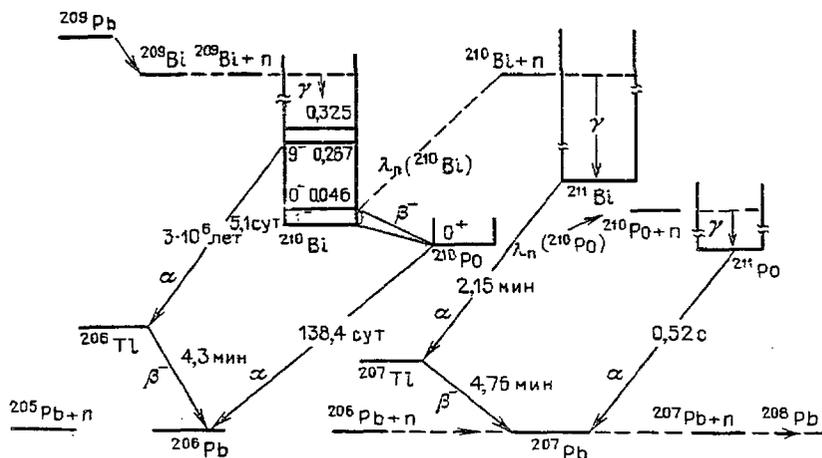


Рис. 4.29. Схема распада в конце цепочки *s*-процесса

мгновенно в  $^{210}\text{Po}$ . Таким образом, выход  $^{210}\text{Bi}$  можно считать равным нулю во все времена. В ядре  $^{210}\text{Po}$  возбужденное состояние лежит выше 1 МэВ и не конкурирует с основным состоянием при температуре  $10^8$  К. Если время жизни  $^{210}\text{Po}$  относительно нейтронного захвата сравнимо с  $T_{1/2} (^{210}\text{Po}) = 138$  сут, то в цепочке  $s$ -процесса может образоваться некоторое количество  $^{211}\text{Po}$ , который быстро распадается в  $^{207}\text{Pb}$  ( $T_{1/2} = 0,5$  с). Следовательно, систему дифференциальных уравнений, описывающих окончание  $s$ -процесса, можно записать в виде

$$\left. \begin{aligned} \frac{d(^{206}\text{Pb})}{dt} &= -\lambda_n(^{206}\text{Pb})^{206}\text{Pb} + \lambda_\alpha(^{210}\text{Po})^{210}\text{Po} + \lambda_n(^{205}\text{Pb})^{205}\text{Pb}, \\ \frac{d(^{207}\text{Pb})}{dt} &= \lambda_n(^{206}\text{Pb})^{206}\text{Pb} - \lambda_n(^{207}\text{Pb})^{207}\text{Pb} + \lambda_n(^{210}\text{Po})^{210}\text{Po}, \\ \frac{d(^{208}\text{Pb})}{dt} &= \lambda_n(^{207}\text{Pb})^{207}\text{Pb} - \lambda_n(^{208}\text{Pb})^{208}\text{Pb}, \\ \frac{d(^{209}\text{Bi})}{dt} &= \lambda_n(^{208}\text{Pb})^{208}\text{Pb} - \lambda_n(^{209}\text{Bi})^{209}\text{Bi}, \\ \frac{d(^{210}\text{Po})}{dt} &= \lambda_n(^{209}\text{Bi})^{209}\text{Bi} - \lambda_\alpha(^{210}\text{Po})^{210}\text{Po} - \lambda_n(^{210}\text{Po})^{210}\text{Po}. \end{aligned} \right\} \quad (4.38)$$

Для удобства эти дифференциальные уравнения представим в матричной форме:

$$\frac{dX}{dt} = \Sigma X + b(\tau),$$

где

$$\left. \begin{aligned} X &\equiv [^{206}\text{Pb}, ^{207}\text{Pb}, ^{208}\text{Pb}, ^{209}\text{Bi}, ^{210}\text{Po}], \\ b(\tau) &\equiv [\psi_{205}, 0, 0, 0, 0], \end{aligned} \right\} \quad (4.39)$$

$\Sigma \equiv$

$$\equiv \begin{vmatrix} -\sigma(^{206}\text{Pb}) & 0 & 0 & 0 & \frac{\lambda_\alpha(^{210}\text{Po})}{\lambda_n(^{210}\text{Po})} \sigma(^{210}\text{Po}) \\ \sigma(^{206}\text{Pb}) & -\sigma(^{207}\text{Pb}) & 0 & 0 & \sigma(^{210}\text{Po}) \\ 0 & \sigma(^{207}\text{Pb}) & -\sigma(^{208}\text{Pb}) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \sigma(^{208}\text{Pb}) & -\sigma(^{209}\text{Bi}) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \sigma(^{209}\text{Bi}) & -\left[1 + \frac{\lambda_\alpha(^{210}\text{Po})}{\lambda_n(^{210}\text{Po})} \sigma(^{210}\text{Po})\right] \end{vmatrix}$$

Функция  $\psi_{205} = \sigma(^{205}\text{Pb})^{205}\text{Pb}$  — известная функция  $\tau$ , зависящая от сечений нейтронного захвата для всех предшествующих ядер в цепочке  $s$ -процесса. Она описывает в рассматриваемом цикле выход начальных зародышевых ядер  $^{205}\text{Pb}$ .

Уравнения (4.38) можно было бы легко проинтегрировать, если бы матрица  $\Sigma$  содержала постоянные элементы. Несмотря на то, что нейтрон-

ные сечения зависят от температуры и тем самым могут изменяться со временем, в первом приближении их можно взять постоянными. Трудность заключается в величине разветвления  $\lambda_\alpha(^{210}\text{Po})/\lambda_n(^{210}\text{Po})$ . Ее значение изменяется с плотностью нейтронов  $n_n$  за счет  $\lambda_n(^{210}\text{Po})$ . Плотность нейтронов увеличивается от нуля, когда начинаются реакции, приводящие к освобождению нейтронов, достигает некоторого максимума в пике  $s$ -процесса, а затем падает экспоненциально до нуля по мере истощения источников свободных нейтронов. Можно предположить, однако, что нейтронный поток убывает со временем жизни того же порядка, что и временная шкала  $s$ -процесса (горение гелия и углерода). Поэтому даже если нейтронный поток достаточно большой, чтобы величина  $\lambda_n(^{210}\text{Po})$  могла конкурировать с  $\lambda_\alpha(^{210}\text{Po})$ , окончание  $s$ -процесса происходит медленно в режиме  $\lambda_n \ll \lambda_\alpha$ . В этом случае выходом  $^{211}\text{Po}$  можно пренебречь, считая, что  $\alpha$ -распад  $^{210}\text{Po}$  в  $^{206}\text{Pb}$  следует сразу же за нейтронным захватом  $^{209}\text{Bi} + n$ .

Дифференциальные уравнения (4.38) упрощаются, приобретая постоянные коэффициенты:

$$\frac{d}{d\tau} \begin{vmatrix} ^{204}\text{Pb} \\ ^{207}\text{Pb} \\ ^{208}\text{Pb} \\ ^{209}\text{Pb} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} -\sigma(^{206}\text{Pb}) & 0 & 0 & \sigma(^{209}\text{Bi}) \\ \sigma(^{206}\text{Pb}) & -\sigma(^{207}\text{Pb}) & 0 & 0 \\ 0 & \sigma(^{207}\text{Pb}) & -\sigma(^{208}\text{Pb}) & 0 \\ 0 & 0 & \sigma(^{208}\text{Pb}) & -\sigma(^{209}\text{Bi}) \end{vmatrix} \times \begin{vmatrix} ^{206}\text{Pb} \\ ^{207}\text{Pb} \\ ^{208}\text{Pb} \\ ^{209}\text{Pb} \end{vmatrix} + \begin{vmatrix} \psi_{205} \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{vmatrix}.$$

Клейтон и Рассбах [68] численным интегрированием получили решение, представленное на рис. 4.30 в виде зависимости  $\psi_A(\tau)$ . Они показали также, что решение окончания  $s$ -процесса не критично к значению плохо известного нейтронного сечения захвата  $^{208}\text{Pb}$ . Выходы в  $s$ -процессе изотопов свинца при ранее сделанных предположениях о форме зависимости  $\rho(\tau)$  почти не зависят от значения  $\sigma_{208}$ , если оно мало ( $\leq 2$  мб). Если

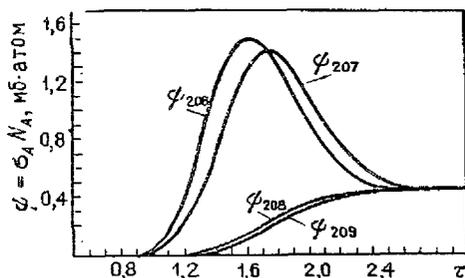


Рис. 4.30. Величины  $\psi_A = \sigma_A N_A$  для ядер в конце цепочки  $s$ -процесса [68]

$\sigma_{208} \gg 2$  мб, то решение окончания  $s$ -процесса будет зависеть от этой величины, но в этом случае ее можно измерить на опыте.

Можно показать также, что, в то время как для расчета выходов в  $s$ -процессе ядер с  $A < 200$  существенны малые экспозиции  $\tau$ , в случае ядер с  $A > 200$  главную роль играют большие значения  $\tau$  [48].

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Suess H.E., Urey H.C. // Rev. Mod. Phys. – 1956. – V. 28. – P. 53–74.
2. Burbidge E.M., Burbidge G.R., Fowler W.A., Hoyle F. // Ibid. – 1957. – V. 29. – P. 547–650.
3. Малкиэль Г.С. // ЖЭТФ. – 1960. – Т. 39, вып. 6 (12). – С. 1637–1640.
4. Trimble V. // Rev. Mod. Phys. – 1975. – V. 47. – P. 877–976.
5. Allen B.J., Gibbons J.H., Macklin R.L. // Adv. Nucl. Phys. – 1971. – V. 4. – P. 205–259.
6. Schwarzschild M., Härm R. // Astroph. J. – 1967. – V. 150. – P. 961–970.
7. Weigert A. // Zs. Astroph. – 1966. – Bd. 64. – S. 395–425.
8. Cameron A.G.W. // Astroph. J. 1960. – V. 131. – P. 519–521.
9. Peters J.G. // Astroph. J. – 1968. – V. 154. – P. 225–240.
10. Couch R.G., Arnett W.D. // Ibid. – 1974. – V. 194. – P. 537–551.
11. Бисюварый-Козан Г.С., Чечеткин В.М. // УФН. – 1979. – Т. 127, вып. 2. – С. 263–296.
12. Almeida J., Kappeler F. // Astroph. J., 1983. – V. 265. – P. 417–428.
13. Truran J.W. // Nucleonika. – 1980. – V. 25. № 11–12. – P. 1463–1475.
14. Harrison T.G., Edwards T.W. // Astroph. J. – 1974. – V. 187. – P. 303–311.
15. Clayton D.D., Fowler W.A., Hull T.E., Zimmerman B.A. // Ann. Phys. (N.Y.). – 1961. – V. 12. – P. 331–408.
16. Bateman H. // Proc. Cambr. Phil. Soc. – 1910. – V. 15. – P. 423–427.
17. Newman M.J. // Astroph. J. – 1978. – V. 219. – P. 676–689.
18. Ward R.A., Newman M.J. // Ibid. – P. 195–212.
19. Ulrich R.K. // Explosive Nucleosynthesis, Ed. D.N. Schramm, W.D. Arnett. – Austin: Univ. of Texas Press, 1973. – P. 139–148.
20. Clayton D.D., Newman N.J. // Astroph. J. – 1974. – V. 192. – P. 501–506.
21. Кружлов А.К., Рудик А.П. Реакторное производство радиоактивных нуклидов. – М.: Энергоатомиздат, 1985.
22. Macklin R.L., Gibbons J.H. // Astroph. J. – 1967. – V. 149. – P. 577.
23. Stroud D.B. // Astroph. J. Lett. – 1972. – V. 178. – P. L93–L94.
24. Kappeler F., Beer H., Wisshak K. et al. // Astroph. J. 1982. V. 257. P. 821–846.
25. Holmes J.A. et al. // ADNDT. – 1976. V. 18. P. 305–316.
26. Conrad J. – Ph. D. Thesis – Heidelberg, 1976; цит. по [17].
27. Чечев В.П., Крамаровский Я.М. // УФН. – 1981. – Т. 134, вып. 1. – С. 431–467.
28. Хольнов Ю.В., Чечев В.П., Камынов Ш.В., Кузьменко Н.К., Недовесов В.Г. Характеристики излучений радиоактивных нуклидов: Оцененные данные. М.: Атомиздат, 1980.
29. Clayton D.D., Ward R.A. // Astroph. J. – 1974. – V. 193. – P. 397–400.
30. Seeger P.A., Fowler W.A., Clayton D.D. // Astroph. J. Suppl. Ser. 1965. – V. 11. – P. 121–166.
31. Ward R.A., Newman M.J., Clayton D.D. // Ibid. 1976. V. 31. P. 33–59.
32. Beer H., Käppeler F. // Proc. of the 4-th Int. Symp. Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy and Related Subj. – Grenoble 7–11 Sept. – 1981. – P. 348–350.
33. Lengers B., Käppeler F. et al. // Ibid. – P. 857–861.
34. Beer H., Käppeler F., Wisshak K. // Ibid. – P. 340–343.
35. Beer H., Käppeler F., Reffo G., Venturini G. // Astroph. Space Sci. – 1983. – V. 97. – P. 95–119.
36. Beer H., Kappeler F., Wisshak K., Ward R.A. // Astroph. J. Suppl. – 1981. – V. 46. – P. 295–317.

37. *Iben I. (Jr.)*//Astroph. J. – 1975. – V. 196. – P. 525–547.
38. *Smith R.L., Sachmann I.J.*//Preprint – 1973. – Цит. по [31].
39. *Shlyakhter A.I.*//Atomkernenergie, Kerntechn. – 1983. – V. 42, Nr 1. – S. 33–38.
40. *Beer H., Käppeler F.*//Proc. of the 4th Int. Symp. Neutrino Capture Gamma-ray Spectroscopy and Related Subj. – Grenoble 7–11 Sept. – 1981. – P. 558–572.
41. *Clayton D.D.*//Nucleosynthesis/Ed. W.D. Arnett. – New York: Texas Press, 1973.
42. *Newman M.J.* – M.S. thesis. – Rice University, 1973. – Цит. по [31].
43. *Cameron A.G.W.*//Astroph. J. – 1959. – V. 130. – P. 452–464.
44. *Bahcall J.N.*//Astroph. J. – 1964. – V. 139. – P. 318–338.
45. *Чечев В.П., Крамаровский Я.М.* Радиоактивность и эволюция Вселенной. – М.: Наука, 1978.
46. *Blake J.B., Schramm D.N.*//Astroph. J. – 1975. – V. 197. – P. 615–620.
47. *Reeves H.*//Ibid. – 1966. – V. 146. – P. 447–461.
48. *Clayton D.D.* Principles of Stellar Evolution and Nucleosynthesis. – N.Y.: Mc. Graw-Hill, 1968.
49. *Beer H., Käppeler F., Yokoi K., Takahashi K.*//Astroph. J. – 1984. – V. 278. – P. 388–395.
50. *Takahashi K., Yokoi K.*//Nucl. Phys. – 1983. – V. A404. – P. 578–598.
51. *Gruppelaur H.*//Report RCN-33. – 1977. – V. 2.
52. *Мохон М.С. et al.*//Ann. Nucl. Energy. – 1976. – V. 3. – P. 339–404.
53. *Show R.A. et al.*//NEA Data Bank. – 1975, Paris.
54. *Makiin R.L., Gibbons J.H., Inada T.*//Nature. – 1963. – V. 197. – P. 369–370.
55. *Audouze J., Fowler W.A., Schramm D.N.*//Nature Phys. Sci. – 1972. – V. 238. – P. 8–11.
56. *Arnould M.*//Astron. and Astroph. – 1973. – V. 22. – P. 311–318.
57. *Ward R.A.*//Astroph. J. – 1977. – V. 216. – P. 540–547.
58. *Ward R.A., Fowler W.A.*//Astroph. J. – 1980. – V. 238. – P. 266–286.
59. *Lederer C.M., Shirley V.S.* Table of Isotopes. – N.Y.: John Wiley and Sons, 1978.
60. *Mughabghab S.F. and Garber D.I.*//Report BNL-325. – 1973. – V. 1.
61. *Beer H., Käppeler F.*//Phys. Rev. – 1980. – V. C21. – P. 534–544.
62. *Петров Ю.В., Шляхтер А.И.* Нейтронная физика: Материалы 6-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 2–6 октября 1983. – Т. 3. – С. 338–342.
63. *Кондуров И.А. и др.*//Письма ЖЭТФ. – 1980. – Т. 31. – С. 254–257.
64. *Кондуров И.А. и др.*//Phys. Lett. – 1981. – V. 106B. – P. 382–385.
65. *Cosher K. et al.*//Astroph. J. – 1980. – V. 238. – P. L91–L96.
66. *Петров Ю.В., Шляхтер А.И.*//Ядерная физика. – 1976. – Т. 23. – С. 1186–1189.
67. *Petrov Yu. V., Shlyakhter A.I.*//Nucl. Phys. – 1977. – V. 292. – P. 88–92.
68. *Clayton D.D., Rassbach M.E.*//Astroph. J. – 1967. – V. 148. – P. 69–88.
69. *Lewis M.B.*//Nucl. Data Sheets. – 1971. – V. 5. – P. 631–663.

**ЯДЕРНЫЙ СИНТЕЗ В ЗВЕЗДАХ:  
ПРОЦЕСС БЫСТРОГО НЕЙТРОННОГО ЗАХВАТА**

Синтез элементов тяжелее висмута реализуется в звездных условиях (по-видимому, во взрывах звезд) с помощью быстрых процессов нейтронного захвата, характеризующихся высокими температурами и большими потоками нейтронов. В то время как  $s$ -процесс происходит на нормальной стадии эволюции звезд средних и больших масс — от  $\sim 2 M_{\odot}$  до  $10 M_{\odot}$ , место  $r$ -процесса неизвестно. Традиционно его связывают со вспышками новых и сверхновых, с эволюцией очень массивных объектов ( $\sim 10^5 M_{\odot}$ ), а по последним представлениям также и с взрывным горением гелиево-углеродных оболочек обычных звезд. На рис. 5.1 представлены раздельно наблюдаемые выходы элементов, образующихся в  $s$ - и  $r$ -процессах [1]. Кривая  $r$ -выходов обнаруживает широкие пики в районе  $A = 80$ ,  $A = 165$  и два узких пика при  $A = 130$ ,  $A = 195$ . Одной из первых задач теории  $r$ -процесса является описание местоположения этих пиков и общей картины распределения выходов ядер, образующихся в  $r$ -процессе. Другая важная проблема  $r$ -процесса — определение его астрофизического места, источников нейтронов и зародышевых ядер.

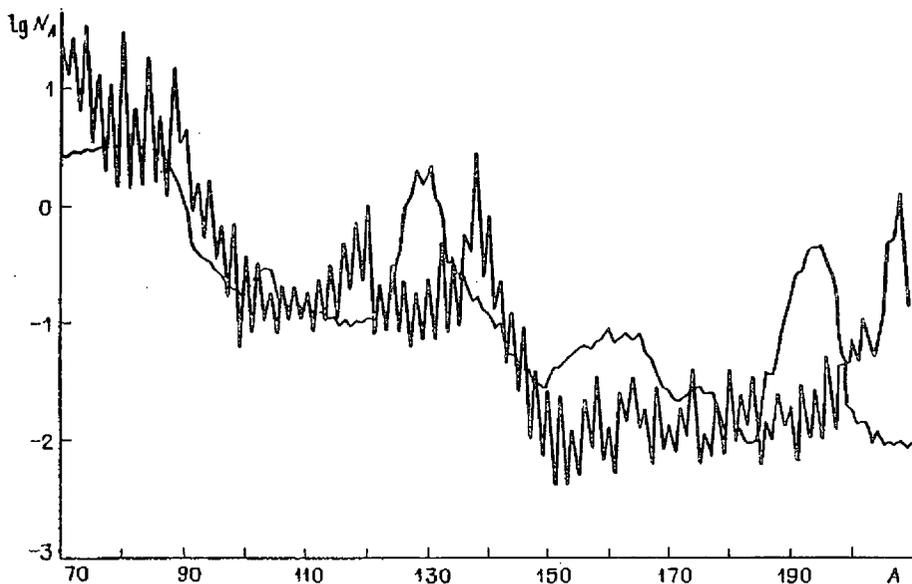


Рис. 5.1. Выходы элементов, образующихся в  $s$ - и  $r$ -процессах, согласно Камерону [1]

В последние годы успехи в развитии гидродинамических моделей поздних стадий эволюции звезд, с одной стороны, и более корректный расчет ядерных параметров в области нейтроноизбыточных нуклидов, с другой стороны, позволяют вплотную подойти к созданию значительно более достоверного сценария процесса быстрого нейтронного захвата в астрофизических объектах.

Ниже рассмотрено современное состояние теории быстрого нейтронного захвата с более подробным анализом ее ядерно-физических аспектов.

## § 5.1. Астрофизические предпосылки процесса

**5.1.1. Сверхновые.** Для развития  $r$ -процесса нуклеосинтеза необходимо наличие зародышевых (стартовых) ядер, например, железа, которые внедрены в очень плотную и горячую, богатую нейтронами среду ( $T \geq 10^9$  К,  $n_n \geq 10^{19}$  см<sup>-3</sup>). Эти условия могут быть реализованы в различных астрофизических ситуациях, которые характеризуются, скорее всего, взрывными процессами. Среди них наиболее детально исследованы взрывы сверхновых.

Вспышка сверхновой сопровождается полным энерговыделением  $\sim 10^{51}$  эрг. Природу такой вспышки объясняют либо термоядерным взрывом, либо гравитационным коллапсом, либо, наконец, комбинацией обоих этих механизмов. Взрыв сверхновой связан с поздней стадией эволюции звезды, динамическая неустойчивость которой может быть вызвана различными процессами и зависит главным образом от массы предсверхновой [2–17]. Рассмотрим последовательно эволюцию предсверхновых с увеличением массы.

1. Звезда с массой (на главной последовательности)  $M \leq 4 M_{\odot}$  теряет массу на стадии красного гиганта, превращаясь в белый карлик, состоящий преимущественно из гелия или углерода с кислородом (в зависимости от массы). В тех случаях, когда белый карлик входит в состав двойной звездной системы, аккреция вещества на него может вызвать различные типы неустойчивости в реакциях ядерного горения. При относительно большой скорости аккреции ядерное горение достаточно слабое и возможно лишь вспышка новой. Если же аккреция происходит медленно, ядерное горение при определенных условиях развивается во взрыв сверхновой. Здесь возможны несколько видов сверхновой [17].

Значительная аккреция водорода на белый карлик с гелиевым кором приводит к вспышкам водородной оболочки с переработкой водорода в гелий. После многих циклов аккреции происходит поджигание гелиевого кора с последующим взрывом, если масса кора превышает  $0,65 M_{\odot}$ . Звезда разрушается полностью, выбрасывая в межзвездное пространство элементы железного пика.

В белых карликах с углеродно-кислородным кором при возрастании за счет аккреции массы гелиевой зоны до  $0,1$ – $0,4 M_{\odot}$  сильные вспышки в гелиевой оболочке приводят к другому типу сверхновой, обусловленному взрывным горением гелия без разрушения звезды.

Более быстрая аккреция в углеродно-кислородных белых карликах вызывает горение гелия с образованием углерода. В дальнейшем проис-

ходит поджигание углерода и медленное его горение (дефлаграция) до стадии сверхновой.

Еще один тип сверхновой в закрытых бинарных системах с белым карликом возможен, если его кор содержит кислород-неон-магний. При достаточно высокой центральной плотности электронный захват  $^{24}\text{Mg}$  и  $^{20}\text{Ne}$  приводит к квазидинамическому коллапсу кора.

Указанные модели сверхновой на основе белых карликов, которые обычно приписывают вспышкам сверхновых I типа в эллиптических галактиках, приводят к накоплению в межзвездном пространстве элементов железного пика и элементов s-процесса.

2. Что касается элементов r-процесса, их производство связывают с более массивными предсверхновыми:  $M > 4 M_{\odot}$ . Расчеты эволюции звезд с массой  $4 M_{\odot} \leq M \leq 8 M_{\odot}$  показывают, что при сгорании гелия в таких звездах образуется углеродно-кислородное ядро с массой  $1,4 M_{\odot}$ , в котором электроны релятивистски вырождены. Когда масса кора за счет перегорания гелия в углерод и кислород приближается к чандраскаровскому пределу и плотность вещества в центре звезды достигает  $\sim 2 \cdot 10^9$  г/см<sup>3</sup>, начинает гореть углерод. Горение  $^{12}\text{C}$  сначала происходит медленно, а затем (с увеличением температуры) из-за уменьшения электронного вырождения может протекать взрывным образом (детонация). Горение углерода освобождает энергию, превышающую гравитационную энергию связи звездного кора, что приводит к его полному разрушению. Это явление называется взрывом сверхновой в результате дефлаграции (или детонации) углерода [9–11].

В работе [18] детально исследована гидродинамика такого взрыва вырожденного углеродно-кислородного кора с массой  $1,4 M_{\odot}$  и плотностью вещества в центральных областях  $2 \cdot 10^9 < \rho_c < 3 \cdot 10^{10}$  г/см<sup>3</sup>. Распределение начальной температуры вычислено на основе ирредшествующей тепловой стадии взрыва. Расчеты включают кинетику термоядерного горения, кинетику  $\beta$ -процессов и нейтринный механизм нагрева и вспышки углерода. Показано, что при плотностях  $9 \cdot 10^9 < \rho_c < 3 \cdot 10^{10}$  г/см<sup>3</sup> возможен коллапс кора в нейтронную звезду с частичной вспышкой и выбросом внешней оболочки (дефлаграционный механизм сверхновой I типа), а при плотностях  $2 \cdot 10^9 < \rho_c < 9 \cdot 10^9$  г/см<sup>3</sup> происходит разрушение всей звезды с полным или частичным сгоранием углерода (сверхновая II типа).

В рамках модели взрыва сверхновой II типа в [19] рассчитаны относительные обилия элементов железного пика ( $Z = 23-28$ ), получающиеся в e-процессе. При этом степень нейтронизации вещества в отличие от других расчетов не являлась заданным независимым параметром, а была определена из кинетики  $\beta$ -процессов в принятой модели сверхновой. Аналогичные расчеты обилий элементов от  $^{12}\text{C}$  до  $^{56}\text{Ni}$  при термоядерных взрывах углеродно-кислородных коров белых карликов и красных гигантов в диапазоне меньших плотностей  $10^6-10^8$  г/см<sup>3</sup> с учетом детонационных и дефлаграционных волн выполнены в работе [20].

Полное разрушение звезды создает проблему перепроизводства элементов железного пика. Если, однако, реализуется случай медленной дефлаграции, то трудности перепроизводства элементов можно избежать [17].

3. В более массивных звездах  $8M_{\odot} \leq M \leq 12M_{\odot}$  горение углерода начинается при невырожденных условиях, но на последующей стадии кора (кислород—неон—магний) электроны становятся вырожденными. Электронные захваты на  $^{24}\text{Mg}$  и  $^{20}\text{Ne}$  с испусканием нейтрино, которые уносят значительную часть энергии, вызывают коллапс кора, а затем дефлаграцию кислорода. Материал кора перерабатывается в более тяжелые элементы, а сам кор становится нейтронной звездой. Расширяющиеся внешние тонкие слои и оболочка, окружающая кор, легко сбрасываются ударной волной, распространяющейся от центра звезды. Этот тип неустойчивости предсверхновой инициируется, таким образом, захватом электронов протонами в ядрах [15].

4. Эволюция звезд в области масс  $12M_{\odot} \leq M \leq 100M_{\odot}$  приводит к образованию элементов железного кора с массой примерно  $1,4M_{\odot}$ . Коллапс кора происходит за счет реакции фотодиссоциации  $^{56}\text{Fe} \rightarrow 13\alpha + 4n$ . Взрыв сверхновой в этом случае оставляет нейтронную звезду с эжекцией тяжелых элементов из граничных областей кора. Если масса превышает некоторую критическую величину, звезда коллапсирует в черную дыру [13, 16].

5. Еще один механизм динамической нестабильности предсверхновой связан с образованием электронно-позитронных пар в массивном коре звезд с  $M > 100M_{\odot}$ . В этом случае при аннигиляции  $e^+ + e^- \rightarrow \nu + \bar{\nu}$  (при  $T_9 \geq 2^*$ ) внешние оболочки звезды снабжаются кинетической энергией, вызывающей взрывное горение кислорода. Продукты взрывного горения выбрасываются во внешнюю среду [12, 14].

Перечисленные выше механизмы взрыва сверхновой звезды с  $M \geq 4M_{\odot}$ , казалось бы, могут обеспечить физические условия для объяснения происхождения элементов  $r$ -процесса, а именно, наличие зародышевых ядер, достаточно плотной горячей среды, возможность ее нейтронизации и выброса вещества в межзвездное пространство, но при детальном рассмотрении каждый из этих механизмов имеет существенные недостатки.

Прежде всего это относится к возможности получения больших нейтронных потоков. Источником свободных нейтронов во взрывах сверхновых, вызванных горением углерода и процессами электронного захвата  $^{24}\text{Mg}(e, \nu)^{24}\text{Na}$ , может служить реакция  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, n)^{23}\text{Mg}$ , освобождающая 5–25 нейтронов на ядро железа. Относительная вероятность этой реакции  $\Gamma_n/\Gamma_{\text{полн}} \approx 0,05$  ( $T_9 > 1$ ). Так как главными каналами реакции  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  являются  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, p)^{23}\text{Na}$  и  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \alpha)^{20}\text{Ne}$ , соотношение концентраций частиц оказывается невыгодным для  $r$ -процесса:  $n_p, n_{\alpha}, n_{\text{Ne}} \gg n_n$ . Для протекания  $r$ -процесса на коротковременной шкале  $10^{-3}$ – $10^{-1}$  с необходимо, чтобы плотность свободных нейтронов была значительно выше плотности зародышевых ядер [21, 22]. Кроме того, образующиеся в реакции  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, p)$  протоны играют роль отравителя для свободных нейтронов, поскольку сечение захвата  $\sigma_{np}$  существенно больше сечений нейтронного захвата для зародышевых ядер.

Значительно большее количество нейтронов ( $\sim 300$  на ядро железа) дает реакция  $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ , которая освобождает нейтроны для  $s$ -процесса при температуре  $\sim 10^8$  К:  $^{12}\text{C}(p, \gamma) \rightarrow ^{13}\text{N}(\beta^+) ^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ . В усло-

\*)  $T_9 = T/10^9$ , где  $T$  – в кельвинах.

виях  $r$ -процесса температура существенно больше ( $T_9 > 1$ ) и на исходной концентрации ядер  $^{12}\text{C}$ , образовавшихся в предсверхновой, реакция  $^{13}\text{C}(\alpha, n)$  идет значительно быстрее. Вопрос заключается в том, достаточное ли количество ядер  $^{13}\text{C}$  (и, следовательно, свободных нейтронов) образуется для производства тяжелых  $r$ -элементов. Чтобы обеспечить нужный поток нейтронов, требуется не меньше 2%  $^{13}\text{C}$  (по массе) в гелиевой зоне [6].

Во взрывах сверхновых с железо-никелевым кором при больших плотностях ( $\rho \geq 10^{10}$  г/см<sup>3</sup>) реализуется источник нейтронов другого типа. За счет реакции фотодиссоциации железа вблизи кора образуется горячий газ свободных нейтронов, который может инициировать  $r$ -процесс. Дальнейшее повышение температуры вызывает фотораспад  $\alpha$ -частиц:  $\alpha \rightarrow 2p + 2n$  с последующей нейтронизацией посредством захвата электронами свободными протонами  $p(e, \nu)n$ . Следовательно, во внутренних оболочках звезды легко обеспечиваются условия  $n_n \gg n_p$ . Возможными зародышевыми нуклидами для  $r$ -процесса в этом случае являются ядра  $^{12}\text{C}$ , образующиеся в тройных столкновениях  $\alpha$ -частиц, и ядра  $^56\text{Fe}$ .

При описании такого механизма для значений плотности  $\rho \sim 10^{11}$  г/см<sup>3</sup> и температуры  $T \approx 5 \cdot 10^{10}$  К, характерных для граничных областей взрыва [23], хорошим приближением оказываются расчеты полного ядерного статистического равновесия (NSE). В равновесии вещество состоит в основном из свободных нейтронов, протонов, позитронов (с малым количеством зародышевых ядер). При этом отношение  $n/p$  составляет величину 3–7 [24, 25]. Во время расширения и охлаждения звезды отношение  $n/p$  в оболочках сверхновой изменяется. Однако Такахаши и др. [26] показали, что конечное  $n/p$ -отношение мало чувствительно к временной шкале расширения. Это позволяет при решении проблемы зародышевых ядер  $r$ -процесса предполагать отношение  $n/p$  постоянным в интервале температур  $T_9 = 10$ –5, где временная шкала становится достаточно длинной для  $\beta$ -распадов к долине стабильности.

Несмотря на удовлетворительную ситуацию с соотношением нейтронов и зародышевых ядер вблизи кора, во внешних оболочках сверхновой с уменьшением температуры происходит увеличение количественной плотности  $^{12}\text{C}$  (рекомбинация), которая становится близкой по порядку величины к плотности свободных нейтронов. Поэтому  $^{12}\text{C}$  начинает выступать в качестве нейтронного "отравителя" скорее, чем в качестве зародышевого ядра для последующих реакций. Возможность  $r$ -процесса во внешних оболочках зависит, следовательно, от соотношения времени  $\beta$ -распадов на дорожке  $r$ -процесса и времени расширения оболочки от первоначального состояния до состояния с рекомбинацией  $^{12}\text{C}$ . Сравнение этих временных шкал показывает, что в расширяющихся внешних оболочках сверхновой при больших временах  $\beta$ -распада ( $\sim 1$  с) нельзя объяснить выход ядер во всей массовой области, особенно для  $A \geq 195$ . Большинство нейтронов в этом случае захватывается ядрами ниже железного пика и, таким образом, теряется для синтеза более тяжелых элементов.  $r$ -процесс реализуется лишь на достаточно короткой временной шкале [22, 23].

Ониши [22] рассмотрел механизм повторного взрыва на поверхности остатка сверхновой за короткое время после первичного взрыва ( $10^{-3}$ – $10^{-1}$  с). В такой модели удается объяснить, как вещество внутренних

оболочек, для которых  $n_n \gg n_p$ , попадает в межзвездное или галактическое пространство. Явление повторного взрыва внутренних оболочек на поверхности остатка звезды имеет место после того, как пройдет время, примерно равное расширению внешних оболочек. В этом случае могут быть образованы достаточно обогащенные нейтронами нуклиды. Однако астрофизические предпосылки повторного взрыва недостаточно убедительны. Кроме того, при значительном разрушении остатка звезды, этот механизм приводит к перепроизводству железа в Галактике\*) [28].

Наилучшая астрофизическая ситуация для  $r$ -процесса с точки зрения большого количества нейтронов и протяженной временной шкалы реализуется в оболочке нейтронной звезды. Поверхность нейтронной звезды с начальной температурой  $T_0 \geq 10$  остывает за счет потери энергии, уносимой нейтрино и фотонами. Быстрая нейтронизация по реакции  $(A, Z) (\epsilon, \nu) (A, Z - 1)$ , обеспечивает неравенство  $n_n \gg n_p$ . Зародышевыми ядрами для  $r$ -процесса в этом случае служат ядра  $^{12}\text{C}$ , производимые из  $\alpha$ -частиц при уменьшении температуры поверхности. Квази- $e$ -процесс ( $^{12}\text{C} (\alpha, \gamma) \rightarrow ^{16}\text{O} (\alpha, \gamma) ^{20}\text{Ne} (\alpha, \gamma) \dots$ ) синтезирует средние по массе нуклиды путем захвата  $\alpha$ -частиц, образующихся при фотодиссоциации углерода, и может, таким образом, объяснить зарядовый спектр первичных космических лучей с поверхности нейтронных звезд [22]. С другой стороны, во внутренних оболочках происходит  $r$ -процесс, начинающийся с реакции  $^{12}\text{C} (n, \gamma) ^{13}\text{C}$ . Временная шкала такого процесса сравнима с временной шкалой квази- $e$ -процесса (продолжительность от секунд до минут после гравитационного коллапса). Неравновесные слои, образующиеся в оболочках нейтронных звезд, как показали Бисноватый-Коган и Четчин, играют важную роль для поддержания нуклеосинтеза и взрывного выброса вещества наружу [29]. При разлете неравновесного вещества межзвездная среда обогащается элементами  $r$ -процесса.

Обилие механизмов взрыва сверхновой и развития в них  $r$ -процесса не позволяет в настоящее время однозначно определить достоверную астрофизическую ситуацию синтеза элементов.

§.1.2. Сверхмассивные звезды. Ф. Хойл и В. Фаулер [30] рассмотрели в качестве места  $r$ -процесса сверхмассивные звезды с массой  $M > 10^4 M_\odot$ . Поскольку временная шкала сверхмассивной звезды по сравнению со сверхновой более протяженная,  $r$ -процесс протекает достаточно интенсивно для образования самых тяжелых нуклидов, если во время взрыва звезды существует большое количество нейтронов и зародышевых ядер. Считается [22], что в коре вращающейся сверхмассивной звезды с магнитным полем может развиваться достаточно высокая температура ( $T_0 > 1$ ) путем стационарного сжатия без коллапса. Расчеты нуклеосинтеза ядер средней массы на стадии сжатия и расширения сверхмассивной звезды выполнены

\*) Любопытная возможность избежать перепроизводства железа и элементов  $r$ -процесса в нуклеосинтезе предложена в работе [27]. Естественная эволюция массивной бинарной системы приводит к двум взрывам сверхновой, разделенным по времени на 5 млн лет, с последующим столкновением нейтронных звезд через промежуток времени  $\sim 300$  млн лет. Столкновение инжектирует сильно нейтронизованное вещество, обогащенное продуктами  $r$ -процесса во всей массовой области. Оценка числа таких событий за всю историю Галактики приводит к разумному обилию тяжелых элементов.

Вагонером, Фаулером и Хойлом [31, 32]. Эти расчеты показывают, что условия полного  $r$ -процесса в недрах сверхмассивной звезды удовлетворяются в массовой области  $M \geq 10^8 M_{\odot}$ .

Естественно возникает вопрос, к какой эпохе относится рождение, развитие и смерть сверхмассивной звезды. Можно полагать, что сверхмассивные звезды существовали в догалактическую эпоху [33–36]. Следует отметить также, что галактические ядра имеют массу порядка  $10^8 M_{\odot}$  и тем самым они также являются возможными кандидатами на место  $r$ -процесса такого типа.

**5.1.3. Взрывное горение He-оболочек в сверхновых.** Альтернативное многообещающее место  $r$ -процесса предложено впервые в работах [37, 38]. Это гелиевые слои звезд, подвергающиеся быстрому нагреванию за счет ударной волны сверхновой. Блейк с коллегами [39] исследовали  $r$ -процесс в таких зонах и пришли к заключению, что тяжелые нуклиды  $r$ -процесса не воспроизводятся в солнечных пропорциях. Однако в работах Клапдора и др. [40–43] показано, что использование правильных входных данных (сечений нейтронного захвата и периодов полураспада) обеспечивает превосходное согласие расчетных выходов  $r$ -элементов с наблюдаемыми в Солнечной системе.

Во время гидростатического горения гелия  $^{14}\text{N}$ , образовавшийся в результате CNO-цикла, способствует накоплению  $^{22}\text{Ne}$  по цепочке реакций  $^{14}\text{N}(\alpha, \gamma)^{18}\text{F}(\beta^+)^{18}\text{O}(\alpha, \gamma)^{22}\text{Ne}$ . Прохождение ударной волны сверхновой через гелиевую оболочку вызывает внезапное кратковременное увеличение температуры и плотности, которое резко повышает эффективность реакции  $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ . Эта реакция на стационарной стадии эволюции звезды служит источником нейтронов для медленного нейтронного захвата ( $s$ -процесс). Нейтронная "вспышка" в звезде с массой  $\sim 25 M_{\odot}$ , вызванная ударной волной длительностью  $\sim 0,4$  с, с концентрацией  $n_n \sim 2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  инициирует быстрый нейтронный захват, приводя к синтезу  $r$ -элементов. Зародышевыми ядрами в рассматриваемом типе  $r$ -процесса служат, таким образом, ядра  $s$ -процесса [40]. Указанный механизм одновременно снимает проблему перепроизводства  $r$ -элементов в Галактике. Чтобы удовлетворить требованиям галактического нуклеосинтеза, из каждой сверхновой необходима эжекция всего лишь  $2,2 \cdot 10^{-5} M_{\odot}$  элементов  $r$ -процесса.

Коуэн, Камерн и Труран [44] пришли к заключению, что реакция  $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$  не дает нужного потока нейтронов. В их расчетах  $r$ -процесса источником нейтронов служит реакция  $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ . Чтобы создать достаточный поток нейтронов в течение нескольких секунд, в гелиевой оболочке требуется 2–10%  $^{13}\text{C}$  по массе. В этих условиях при прохождении ударной волны через гелиевую оболочку удовлетворительно воспроизводится кривая солнечных выходов  $r$ -элементов (подробнее см. § 5.8).

**5.1.4. Обогащение Солнечной системы элементами  $r$ -процесса.** Выходы тяжелых элементов  $r$ -процесса, наблюдаемые в Солнечной системе ( $^{127}\text{I}$ ,  $^{129}\text{I}$ ,  $^{244}\text{Pu}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{232}\text{Th}$  и др.) определяют космохронологическую шкалу  $r$ -процесса [45] и тем самым позволяют построить возможный сценарий нуклеосинтеза в истории протосолнечного облака [46, 47]. Схематическая диаграмма движения газового протосолнечного облака через рукава спиральной галактики показана на рис. 5.2. Ривс [48] показал,

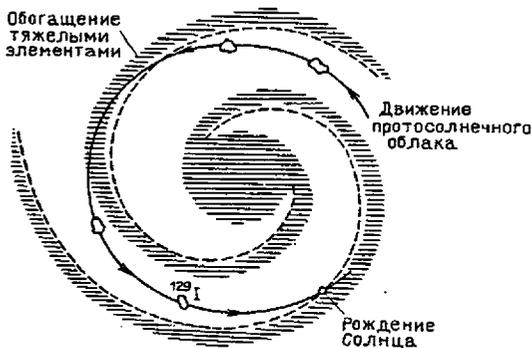


Рис. 5.2. Сценарий периодического обогащения Солнечной системы тяжелыми элементами, образовавшимися в ядерном синтезе быстро эволюционирующих массивных звезд Галактики

что интервал времени между последней аккрецией нового материала при прохождении газовым протосолнечным облаком спирального рукава и образованием из этого облака солнечной системы составляет  $\sim 10^8$  лет. В этот период происходит распад радиоактивных нуклидов с  $T_{1/2} < 10^8$  лет, например  $^{129}\text{I}$ , синтезированных в  $r$ -процессе быстро эволюционирующих массивных звезд. Таким образом, в изложенном сценарии обогащение тяжелыми элементами Солнечной системы происходит периодически за счет приливной волны нуклеосинтеза от взрывов сверхновых в спиральных рукавах. При этом, по мере того как облако выходит в последующие рукава, оно получает все меньше и меньше новых элементов (экспоненциальный нуклеосинтез).

## § 5.2. Первоначальная теория $r$ -процесса

Первоначальная теория  $r$ -процесса дана в классических работах Бербиджей, Фаулера и Хойла [49], Камерона [50], Сигера, Фаулера, Клейтона [21], в которых рассматривалась среда с достаточно высокой температурой и плотностью нейтронов, для того чтобы можно было предположить  $(n\gamma \rightleftharpoons \gamma n)$ -равновесие. Это позволяет ввести важное упрощение, выражающееся в том, что выходы элементов оказываются независимыми от неизвестных сечений нейтронного захвата. Равновесие  $(A, Z) + n \rightleftharpoons (A + 1, Z) + \gamma$  на короткой временной шкале смещает обилие ядер от долины  $\beta$ -стабильности в сторону нейтроноизбыточных. Избыток нейтронов растет до тех пор, пока энергия отделения нейтрона  $S_n(Z, A + 1) = B(Z, A) - B(Z, A + 1)^*$  не станет равной нулю (или, точнее, меньше некоторой положительной величины). В этот момент ("точка ожидания") ядра "ждут", пока  $\beta$ -распад не превратит ядерные нейтроны в протоны. После последовательных  $\beta$ -распадов ( $\tau_\beta \sim 10^{-1} - 10^{-2}$  с) ядра вновь могут быстро захватывать нейтроны с повторением картины. Процесс останавливается при значительном уменьшении плотности нейтронов или разруше-

\* ) Здесь  $B(Z, A)$  — энергия связи ядра  $(Z, A)$ .

нии синтезированных ядер за счет деления. С прекращением  $r$ -процесса богатые нейтронами ядра распадаются до их стабильных изобар.

Для того чтобы описать пики выходов  $r$ -элементов при  $A = 80, 130, 195$ , в статическом  $r$ -процессе требуется температура  $T_9 \approx 1$  и плотность нейтронов  $n_n \sim 10^{24} \text{ см}^{-3}$  [49] или даже  $n_n = 3 \cdot 10^{25} - 5 \cdot 10^{26} \text{ см}^{-3}$  [21]. При этих условиях реакции  $n + \gamma \rightleftharpoons \gamma n$  будут достаточно быстрыми по сравнению со скоростями  $\beta$ -распада и между ядрами, нейтронами и фотонами устанавливается статистическое равновесие.

Статистическое равновесие нейтронов и ядер можно описать нерелятивистским бозе-максвелловским газом. В этом случае плотность ядер  $n(Z, A)$  дается уравнением Саха

$$n(Z, A) \mu(Z, A) = \omega(Z, A, T) \left( \frac{2\pi [M(A, Z)] kT}{h^2} \right)^{3/2} \exp \left\{ \frac{\mu(A, Z)}{kT} \right\}. \quad (5.1)$$

Здесь  $\mu$  — химический потенциал,  $M(A, Z)$  — масса ядра  $(A, Z)$ ,  $\omega(Z, A, T)$  — статистический весовой множитель,

$$\omega(Z, A, T) = \sum_r (2I_r + 1) \exp \left( - \frac{E_r}{kT} \right), \quad (5.2)$$

где  $E_r$  — энергия занятого возбужденного состояния,  $I_r$  — спин. Аналогично плотность нейтронов описывается соотношением

$$n_n(T, \mu_n) = 2^{5/2} \left( \frac{\pi m_n}{h^2 \beta} \right)^{3/2} \exp \left( \frac{\mu_n}{kT} \right). \quad (5.3)$$

Отношение плотностей различных ядер в данной изотопической цепи  $Z$  с учетом приближенного равенства  $M(A+1, Z)/M(A, Z) = (A+1)/A$  можно тогда представить в виде

$$\frac{n(Z, A+1)}{n(Z, A)} = \frac{\omega(Z, A+1, T)}{\omega(Z, A, T)} \frac{n_n}{2} \left( \frac{2\pi h^2}{m_n} \frac{A+1}{A} \frac{1}{kT} \right) \exp \frac{S_n(Z, A+1)}{kT}, \quad (5.4)$$

$$\lg \frac{n(Z, A+1)}{n(Z, A)} = \lg n_n - 34,07 - \frac{3}{2} \lg T_9 + \frac{5,04}{T_9} S_n. \quad (5.4a)$$

Статистический весовой множитель

$$\omega(Z, A) \propto 1 + 0,25/\Delta(Z, A). \quad (5.5)$$

Здесь  $\Delta(Z, A)$  — расстояние между низколежащими уровнями (в МэВ). Так как в формулу (5.4) входят лишь отношения  $\omega$ , уравнение синтеза элементов в  $r$ -процессе малочувствительно к  $\omega$ .

Наиболее существенными параметрами в расчетах статического  $r$ -процесса являются, таким образом, как видно из (5.4a), плотность нейтронов  $n_n$ , температура  $T$  и энергия отделения нейтронов  $S_n$ . В [49] значения  $S_n$  выведены из массовой формулы Бете-Вейцекера с эмпирически-

ми поправками на оболочечные и парные эффекты, в [21] — из модели жидкой капли с аналогичными поправками.

Для того чтобы в  $r$ -процессе происходило эффективное присоединение нейтронов, должно выполняться соотношение  $\frac{n(A+1, Z)}{n(A, Z)} \gg 1$ . При  $\frac{n(A+1, Z)}{n(A, Z)} \ll 1$  нейтроны вообще не присоединяются, поэтому добавление нейтронов происходит до тех пор, пока

$$\frac{n(A+1, Z)}{n(A, Z)} \geq 1, \text{ т.е. } S_n \geq \frac{T_9}{5,04} \left( 34,07 + \frac{3}{2} \lg T_9 - \lg n_n \right). \quad (5.6)$$

При  $T_9 = 1$  и  $n_n \approx 10^{24} \text{ см}^{-3}$   $S_n \geq 2$  МэВ. При более высоких температурах или более низких плотностях нейтронов в точках ожидания требуются большие величины  $S_n$ . Точки ожидания на диаграмме  $Z, N$  определяют дорожку  $r$ -процесса (рис. 5.3).

Временная шкала  $r$ -процесса определяется суммой скоростей  $\beta$ -распада ядер в точках ожидания. Как видно из рис. 5.3, классическая теория  $r$ -процесса основывалась на предположении больших  $\tau_\beta \approx 1-5$  с. В [49] скорость  $\beta$ -распада оценивалась по формуле разрешенных переходов:

$$\lambda_\beta(Z, A) = \frac{W_\beta^5}{10^4 \ln 2}, \text{ с}^{-1}. \quad (5.7)$$

В [21] было использовано приближение  $\lg ft = 5$ ,  $F(Z, W_\beta) \approx W_\beta^5$ , основанное на том, что все родительские ядра распадаются практически из основного состояния ( $E_{\text{возб}} \sim 100 \text{ кэВ} \ll W_\beta \sim 15 \text{ МэВ}$ ).

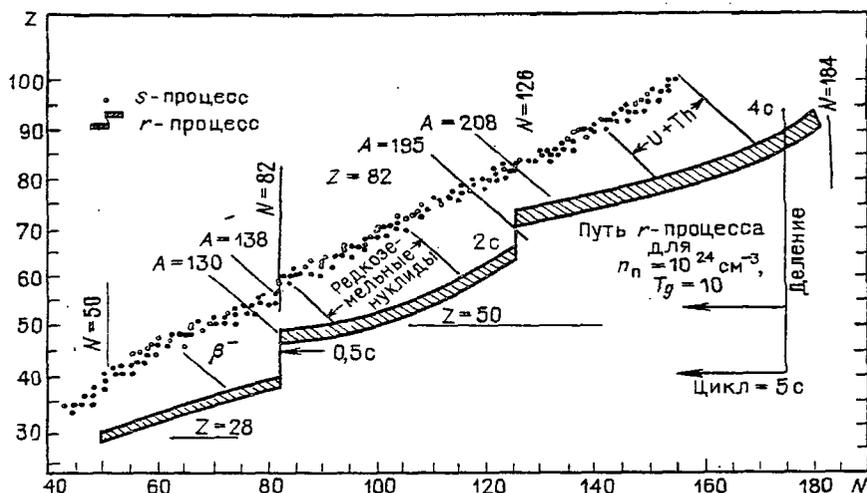


Рис. 5.3. Дорожка  $r$ -процесса при температуре  $10^{10} \text{ К}$  и плотности нейтронов  $10^{24} \text{ см}^{-3}$

Тогда

$$\lambda_{\beta}(Z, A) = \frac{W_{\beta}^6}{1,8 \cdot 10^6 \ln 2 \cdot \Delta}, \text{ с}^{-1}. \quad (5.8)$$

В приведенных уравнениях  $W_{\beta}$  — полная энергия  $\beta$ -распада (разность масс ядер <sup>\*</sup>),  $F(Z, W_{\beta})$  — функция Ферми,  $\Delta$  — среднее расстояние между уровнями дочернего ядра;  $W_{\beta}$  и  $\Delta$  — в МэВ.

Полная вероятность  $\beta$ -распада для ядер с данным  $Z$

$$\lambda_Z = \sum_A p(Z, A) \lambda_{\beta}(Z, A), \quad (5.9)$$

где  $p(Z, A) = \frac{n(Z, A)}{\sum_A n(Z, A)}$ ,  $n(Z, A)$  — равновесная концентрация ядер  $(Z, A)$ .

Как известно [51, 52], в  $s$ -процессе установившийся ток ядер описывается уравнением

$$\frac{dn(A)}{dt} = -\lambda_n(A) n(A) + \lambda_n(A-1) n(A-1). \quad (5.10)$$

Соответствующее уравнение состояния в  $r$ -процессе имеет вид

$$\frac{dn(Z)}{dt} = -\lambda_{\beta}(Z) n(Z) + \lambda_{\beta}(Z-1) n(Z-1), \quad (5.11)$$

где  $n(Z)$  — концентрация изотопов элемента  $Z$ , при котором происходит "ожидание"  $\beta$ -распада ( $S_n \approx 2$  МэВ). Несмотря на сходство уравнений (5.10) и (5.11),  $s$ - и  $r$ -процессы различаются принципиально: в  $s$ -процессе плотность нейтронов относительно мала, и присоединение нейтронов к ядрам управляется сечениями  $(n, \gamma)$ , которые определяют различие в выходах ядер, в классическом  $r$ -процессе нейтронная добавка ограничивается не  $(n, \gamma)$ -сечениями, а  $(\gamma, n)$ -конкуренцией и ожиданием  $\beta$ -распадов.

В [49] расчет выходов ядер в  $r$ -процессе с данным массовым числом  $A$  получается искусственным преобразованием  $n(Z) \rightarrow n(A)$  в предположении стационарного "тока ядер":

$$\left. \begin{aligned} \lambda_{\beta}(Z) n(Z) &= \lambda_{\beta}(Z-1) n(Z-1), \\ n(Z) &\propto \lambda_{\beta}^{-1}(Z) = \tau_{\beta}(Z), \\ n(A) &= n(Z) (\Delta A)^{-1}. \end{aligned} \right\} \quad (5.12)$$

Здесь  $\Delta A$  — количество единичных шагов по  $A$  для одного шага по  $Z$  на дорожке  $r$ -процесса, т.е. число нейтронных захватов при  $Z+1$  после  $\beta$ -распада при  $Z$ . Если ядра с зарядом  $Z$  "ждут"  $\beta$ -распада при  $A$ , то ядра при  $(Z+1)$  "ждут"  $r$ -процесса при  $A + \Delta A$ . Это определяет уширение дорожки  $r$ -процесса (по сравнению со строгой дорожкой  $s$ -процесса).

<sup>\*</sup>)  $W_{\beta} = Q_{\beta} + m_e c^2$ .

В [49] полное время  $r$ -процесса при использованных авторами заниженных скоростях  $\beta$ -распада получается  $\sim 100$  с. Такой временной интервал сравним с временем расширения и охлаждения оболочек сверхновой на гидродинамической шкале

$$\tau_H = \frac{446}{\sqrt{\rho}}, \quad (5.13)$$

если  $\rho = 20$  г/см<sup>3</sup>. Хиллебрандт [23] отметил, что при принятой в [49] концентрации нейтронов ( $n_n = 10^{24}$  см<sup>-3</sup>) свободные нейтроны должны составлять 10% полной массы звезды, что нереально при столь низких плотностях  $\rho$  и температуре  $T_9 = 1$ .

Сигер, Фаулер и Клейтон [21] решили уравнения синтеза (5.11) точно, используя выражение Бэйтмана [53] (см. (4.8)).

Для удобства перепишем уравнение (5.11) в форме

$$\frac{d}{dt} n_Z(t) = \lambda_{Z-1} n_{Z-1}(t) - \lambda_Z n_Z(t). \quad (5.11a)$$

Предполагая в качестве стартовых ядер  $r$ -процесса ядра железа при начальных условиях  $n_{Z=26}(0) = n_0$ ,  $n_{Z \neq 26}(0) = 0$ , имеем

$$n_{26}(t) = n_0 \exp(-\lambda_{26} t)$$

$$n_Z(t) = n_0 \sum_{i=26}^Z \left\{ \frac{\lambda_i}{\lambda_Z} \left[ \prod_{\substack{j=26 \\ j \neq i}}^Z \frac{\lambda_j}{\lambda_j - \lambda_i} \exp(-\lambda_i t) \right] \right\}. \quad (5.14)$$

Уравнение (5.14) характеризует установившийся цикл  $r$ -процесса, длительность которого больше суммы времен  $\beta$ -распада.

Деление прерывает цепочку  $r$ -процесса, давая вклад в стартовые ядра нового цикла (перезиклевка) при двух значениях  $Z$  (осколки деления).

Временную зависимость концентрации ядер в каждом цикле можно представить в форме  $n_Z(t) = n_Z^0 \exp(\Lambda t)$ , которая сводит систему уравнений (5.11a) к виду

$$\Lambda n_Z^0 = \lambda_{Z-1} n_{Z-1}^0 - \lambda_Z n_Z^0. \quad (5.15)$$

Время цикла

$$\tau_c = \frac{\ln 2}{\Lambda}. \quad (5.16)$$

Нас интересуют выходы ядер с данным массовым числом  $A$ :

$$n_A = \sum_Z n_Z(t) p(Z, A). \quad (5.17)$$

Оказывается, что решение определяется в основном соотношением между длительностью  $r$ -процесса  $\Delta t$  и временем цикла  $\tau_c$ . При увеличении  $\Delta t$  происходит сдвиг пиков в сторону больших массовых чисел. Конечных результатов  $r$ -процесса можно достигнуть при широком наборе значений нейтронной плотности и температуры.

Типичное решение Сигера-Фаулера-Клейтона показано на рис. 5.4. Для того чтобы "сохранить" первый пик вблизи  $A \sim 80$ , большая часть вещества должна облучаться нейтронным потоком лишь в течение  $\Delta t = 1-5$  с (коротковременное решение), в то время как для воспроизведения далеких пиков необходима неоднократная перециклевка (длинновременная шкала,  $\tau_c < \Delta t$ ). Соответственно в [21] получено два набора физических условий  $r$ -процесса. При  $T_9 = 2,4$ ,  $n_n = 5 \cdot 10^{26} \text{ см}^{-3}$ ,  $\tau_c = 370 \text{ с}$ ,  $\Delta t = 4 \text{ с}$  воспроизводится первый массовый пик при  $A = 80$ . При  $T_9 = 1,0$ ,  $n_n = 3 \cdot 10^{25} \text{ см}^{-3}$ ,  $\tau_c = 3,0 \text{ с}$  после нескольких циклов могут быть воспроизведены пики при  $A = 130$  и  $A = 195$ . Общее решение модели Сигера-Фаулера-Клейтона (SFC) является суперпозицией результатов расчета в коротковременной и длинновременной шкалах.

Модель статического  $r$ -процесса SFC (с указанными выше двумя наборами начальных данных) хорошо описывает общий ход и положение пиков выходов  $r$ -элементов, но имеет ряд недостатков, связанных с пренебрежением эффектами поздних стадий  $r$ -процесса (влиянием реакций  $(n, \gamma)$ ;  $(\gamma, n)$ ;  $(\beta, n)$ ) во время распада в долину  $\beta$ -стабильности) и с четно-нечетными эффектами (большие колебания выходов за счет вариаций в энергиях нейтронного отделения). Для подгонки к наблюдаемым выходам приходится применять искусственное сглаживание четно-нечетных коле-

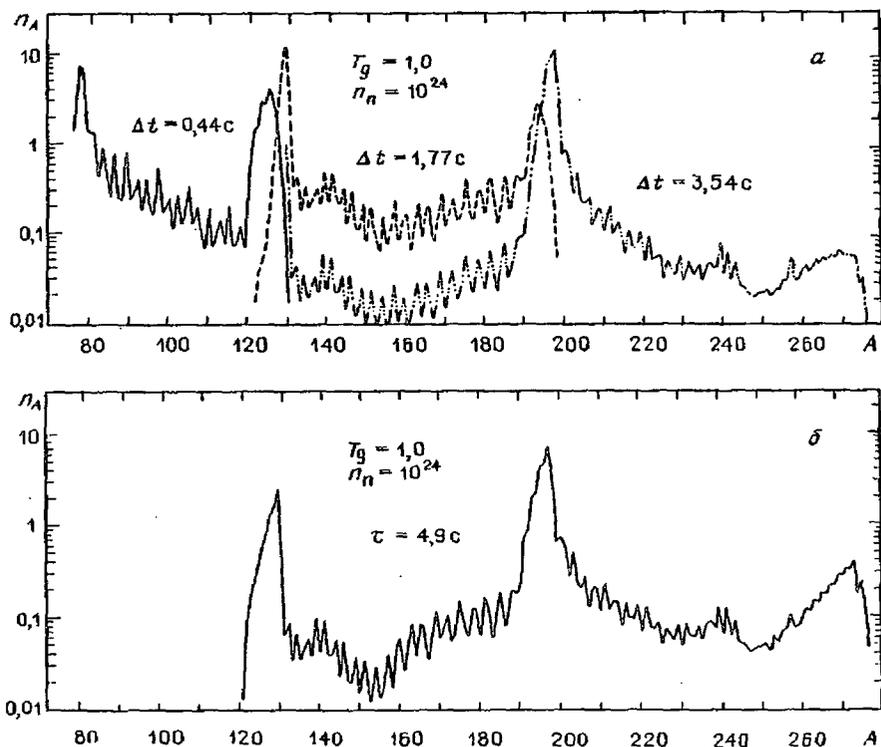


Рис. 5.4. Характерные решения  $r$ -процесса в модели Сигера - Фаулера - Клейтона [21] для коротковременной (а) и долговременной (б) шкал

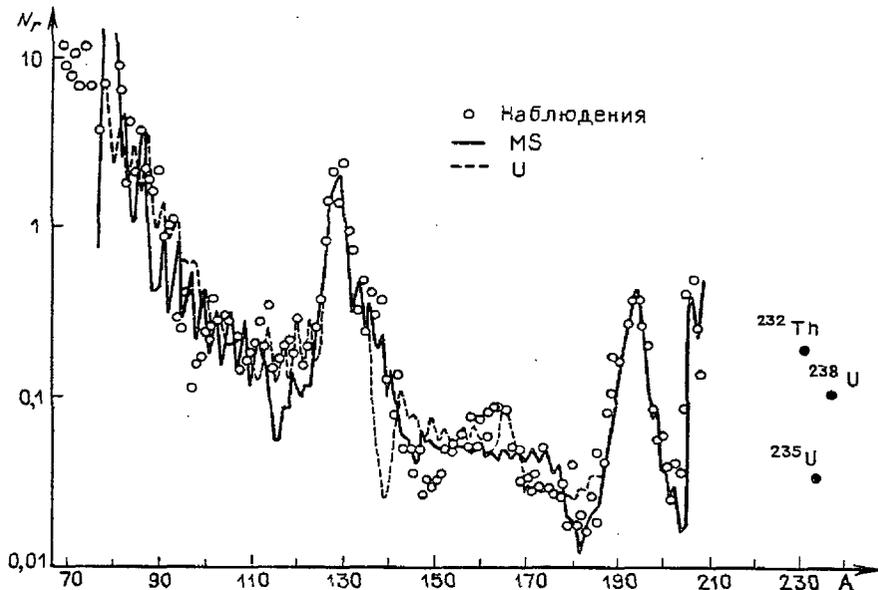


Рис. 5.5. Рассчитанные Кодамой и Такахаши [58] выходы  $r$ -процесса в сравнении с наблюдаемыми солнечными. Использованы два типа массовых формул: Майерса – Святецкого (MS) и Уно – Ямада (U)

баний. Кроме того, модель плохо описывает наблюдаемый горб при  $A = 165$ . Эти недостатки обусловлены выбором массовой формулы и грубыми приближениями для таких ядерных параметров, как периоды полураспада, выходы деления, функции ядерного отделения. Улучшения модели статического  $r$ -процесса были сделаны Критчменом с коллегами [54], которые использовали массовую формулу Гарвея и др. [55], а также Кодамой и Такахаши [56], которые использовали гросс-теорию  $\beta$ -распада и массовую формулу Майерса–Святецкого [57]. На рис. 5.5 показаны вычисленные в [58] выходы элементов  $r$ -процесса в сравнении с наблюдаемыми в Солнечной системе. Для четырех наборов параметров  $(T, n_n)$  получена хорошая подгонка. Однако основной недостаток моделей статического  $r$ -процесса состоит не в отсутствии согласия с наблюдаемой кривой выходов и не в конкретном выборе ядерных параметров, а в нереальности астрофизической ситуации с одновременным широким набором плотностей и температур. Не удастся получить все три пика в распространенности  $r$ -элементов с одним набором параметров  $(T, n_n)$ .

### § 5.3. Динамический $r$ -процесс

В классической теории  $r$ -процесса [21, 49] использовались предположения о постоянстве температуры и плотности свободных нейтронов. Поскольку  $r$ -процесс преимущественно происходит во взрывах сверхновых, более реалистична ситуация с изменяющимися  $T$  и  $n_n$  (динамический  $r$ -процесс).

Первый расчет динамического  $r$ -процесса был сделан Камероном и др. в 1970 г. [59]. Они предположили следующую временную зависимость температуры и плотности:

$$T_9 = 4 \left( \frac{0,03}{0,03 + t} \right)^{0,852} \quad \text{и} \quad \rho = \rho_0 \left( \frac{T}{T_0} \right)^3, \quad (5.18)$$

где  $T_0 = 4 \cdot 10^9$  К,  $2,5 \cdot 10^4 \leq \rho_0 \leq 3,2 \cdot 10^7$  г/см<sup>3</sup>. Расчет  $r$ -процесса был выполнен последовательными временными шагами, на каждом из которых предполагалось  $(n, \gamma) \rightleftharpoons (\gamma, n)$ -равновесие. В качестве зародышевых были рассмотрены ядра  $^{78}\text{Ni}$  с плотностью, в 50–130 раз меньшей, чем плотность нейтронов. При сравнении результирующей кривой выходов с наблюдаемой оказалось, что все пики сдвинуты в область меньших массовых чисел, а пик при  $A = 80$  не появился вообще.

Как было отмечено там же [59], основные недостатки расчета связаны с сильно переоцененными значениями скоростей  $\beta$ -распада, отсутствием расчета начального состава из сети реакций или из статистического равновесия пренебрежением вклада деления и неадиабатическими эффектами (нейтринные потери, тепло ядерных реакций). В работе Сато и др. [60] учтены неадиабатические эффекты. Закон расширения выбран в виде

$$\rho(t) = \frac{3}{32\pi G} \left( \frac{a}{t} \right)^2, \quad (5.19)$$

где  $a$  – свободный параметр,  $G$  – гравитационная константа. Согласие с наблюдением было улучшено, однако отсутствие достаточно полных входных ядерных данных и детального расчета поздней стадии  $r$ -процесса не позволили авторам [60] правильно воспроизвести все три наблюдаемых пика.

Рассмотрим этот вопрос подробнее. Для  $r$ -процесса изменение концентрации ядер в единицу времени с учетом скоростей нейтронного захвата  $\lambda_{n\gamma}$  и фотонейтронной эмиссии  $\lambda_{\gamma n}$  запишется в виде

$$\begin{aligned} \frac{dn(N, Z)}{dt} = & -\lambda_{n\gamma}(N, Z) n(N, Z) + \lambda_{\gamma n}(N+1, Z) n(N+1, Z) + \\ & + \lambda_{n\gamma}(N-1, Z) n(N-1, Z) - \lambda_{\gamma n}(N, Z) n(N, Z) + \\ & + \lambda_{\beta}(N+1, Z-1) n(N+1, Z-1) - \lambda_{\beta}(N, Z) n(N, Z). \end{aligned} \quad (5.20)$$

Чтобы продвинуться по дорожке  $r$ -процесса от  $Z = 26$  до  $Z \geq 100$ , необходимо включить в рассмотрение около 5000 ядер. Хотя сеть реакций получается достаточно большой, для значительной части динамического  $r$ -процесса при каждой данной температуре выполняется условие  $\lambda_{n\gamma}, \lambda_{\gamma n} \gg \lambda_{\beta}$ . Это приводит к образованию звеньев  $(n, \gamma)$ -равновесия.

В широкой области температур по сравнению с другими возможными реакциями  $(\gamma, \alpha; n, \alpha$  и др.) полностью доминируют реакции  $(n, \gamma)$ ,  $(\gamma, n)$ . Конкуренцию  $\beta$ -распаду при высоких температурах могут составить некоторые реакции с заряженными частицами, например,  $(\gamma, p)$ , также изменяющие  $Z$ , но вклад их мал и находится в пределах неопределенности скоростей  $\beta$ -распада для нейтронообогатенных ядер.

В расчетах звеньев  $(n, \gamma)$ -равновесия, как и в статическом  $r$ -процессе, необходимо знать лишь энергию отделения нейтронов для каждого ядра цепочки, температуру и нейтронную плотность. В неравновесном  $r$ -процессе начинают сказываться действительные скорости реакций. Во время сдвига равновесия сечения реакций непосредственно входят в вычисления. Однако изменение сечений на порядок величины, как утверждает Шрамм [61], несильно влияет на результаты\*). В расчетах [61] предполагалось, что температура и плотность изменяются со временем по адиабатическому закону:

$$\left. \begin{aligned} \rho &= \rho_0 \exp(-t/\tau), \\ \tau_9 &= (T_9)_0 \exp(-t/3\tau). \end{aligned} \right\} \quad (5.21)$$

Здесь  $\tau$  — время расширения, отличающееся от гидродинамического времени  $\tau_H = \frac{446}{\sqrt{\rho}}$  некоторым произвольным множителем (параметром модели). Плотность свободных нейтронов

$$n_n(t) = N_A f_n(t) \rho(t), \quad (5.22)$$

где  $f_n(t)$  — доля свободных нейтронов,  $N_A$  — число Авогадро. По мере захвата нейтронов  $f_n(t)$  уменьшается. Из закона сохранения масс следует

$$f_n(t) + f_s(t) + f_\alpha(t) = 1, \quad (5.23)$$

где  $f_s$  и  $f_\alpha$  — массовые доли зародышевых ядер и  $\alpha$ -частиц соответственно. Шрамм предполагает, что все ядра, кроме  $\alpha$ -частиц, зародышевые, с преобладанием  $^{78}\text{Ni}$ . Он исследует два набора начальных условий: модель низкой плотности ( $\rho \sim 4 \cdot 10^4$  г/см<sup>3</sup>,  $T_9 = 2,4$ ) и модель высокой плотности ( $\rho \sim 6 \cdot 10^7$  г/см<sup>3</sup>,  $T_9 = 4$ ).

В модели низкой плотности воспроизводятся все три пика (рис. 5.6). Пик  $A = 80$  не пропадает при образовании ядер с большими массовыми числами\*\*).

Кроме того, в рассматриваемой модели одновременно синтезируется достаточно много ядер с  $A > 200$  и, таким образом, синтез элементов  $r$ -процесса можно объяснить одним событием. Однако, как отметил Хиллебрандт [23], начальный состав, использованный Шраммом для этой модели (небольшое количество ядер железа в море  $\alpha$ -частиц и нейтронов), противоречит результатам вычислений детальной сети реакций, которые показывают, что большинство нейтронов захватываются легкими ядрами, приводя к образованию железного пика без развития  $r$ -процесса.

На рис. 5.6 заметны значительные нечетно-четные эффекты. Шрамм показал, что во время размораживания  $(n, \gamma)$ -равновесия эти эффекты автоматически сглаживаются, что является главным результатом динамических

\*) Это утверждение представляется странным и не подтверждается численными экспериментами Коузена, Камерона, Трурана (см. § 5.8).

\*\*) Это связано, однако, не с достоинством динамической модели, а с искусственно введенной в [61] перекачкой третьего пика в первый.

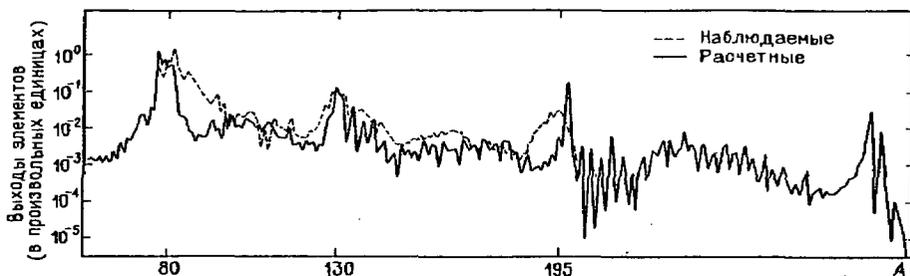


Рис. 5.6. Выходы  $r$ -процесса по динамической модели Шрамма [61] в предположении низкой плотности  $\rho \approx 4 \cdot 10^4 \text{ г/см}^3$

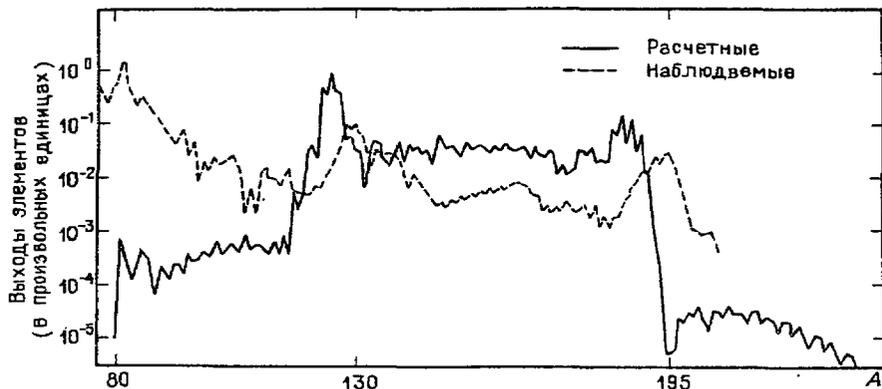


Рис. 5.7. Выходы  $r$ -процесса по динамической модели Шрамма [62] в предположении высокой плотности  $\rho \approx 6 \cdot 10^7 \text{ г/см}^3$

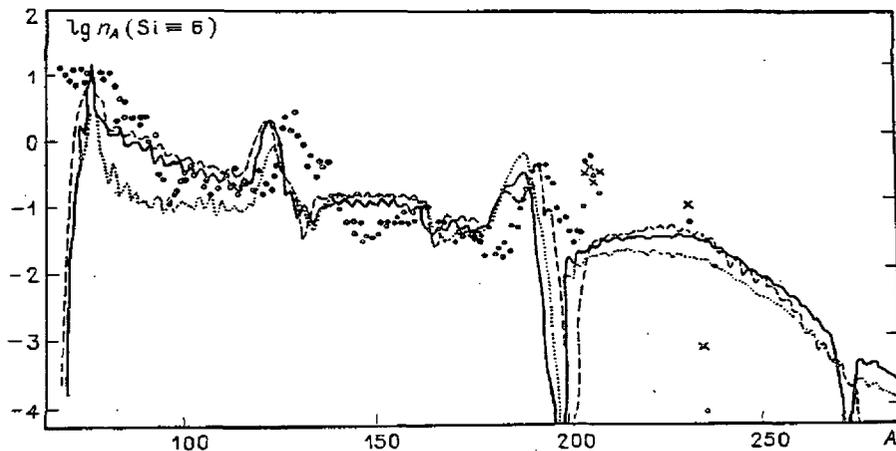


Рис. 5.8. Выходы  $r$ -процесса, рассчитанные в динамической модели Хиллебрандта Такахаши [64] для различных наборов астрофизических параметров в сравнении с наблюдаемыми

вычислений, в то время как общее свойство кривой выхода определяется  $(n, \gamma)$ -равновесием.

В модели высокой плотности наблюдаемые выходы хорошо описываются между  $110 \leq A \leq 200$ , хотя пики сдвинуты к меньшим  $A$  примерно на десять массовых единиц (рис. 5.7). Пик при  $A = 80$  не проявляется, а выходы с  $A > 200$  слишком малы.

Более полный гидродинамический расчет динамического  $r$ -процесса выполнен в работах [63, 64]. В этих работах было рассмотрено неадиабатическое расширение сверхновой с учетом таких эффектов, как энергетические потери за счет нейтрино, рассеяние тепла в  $\alpha$ -распаде и ударных волнах.  $(n, \gamma)$ -равновесие предполагалось до тех пор, пока плотность нейтронов не падала ниже плотности ядер ("охлаждение"  $r$ -процесса). В этот момент становится существенным вклад запаздывающих нейтронов,  $\alpha$ -распадов и спонтанного деления, который также был учтен в расчетах [63, 64].  $n/p$ -отношение изменялось от 1,15 (что соответствует  ${}^5_6\text{Fe}$ ) до 6–8 (при высоких плотностях). Результаты расчетов представлены на рис. 5.8. Как видно из рисунка, имеет место хорошее среднее согласие с наблюдаемыми выходами, но пики по-прежнему сдвинуты в сторону меньших массовых чисел.

Таким образом, модели динамического  $r$ -процесса позволяют успешно описать общий ход кривой выходов и сгладить четно-нечетные эффекты в  $(n, \gamma)$ -равновесии.

Однако точное согласие с наблюдаемой кривой выходов не достигается. Основное расхождение — в постоянном сдвиге расчетных пиков  $r$ -процесса по сравнению с наблюдаемыми в сторону меньших массовых чисел.

#### § 5.4. Возвращение ядер в долину стабильности

Образовавшиеся в  $r$ -процессе нейтронно-избыточные нуклиды после исчерпания нейтронов испытывают радиоактивные превращения, приводящие в конечном счете к стабильным ядрам. При этом изменяется зависимость выходов нуклидов от  $Z$ , а за счет запаздывающих процессов при уменьшении концентрации свободных нейтронов изменяется также зависимость выходов от  $A$ . Камерон, Делано, Труран [59] первыми указали на значение  $\beta$ -запаздывающей нейтронной эмиссии для сглаживания нечетно-четной структуры кривой выходов. Позднее роль запаздывающей нейтронной эмиссии в  $r$ -процессе была рассмотрена в работах Ониши [65], Блейка и Шрамма [66]. Запаздывающая нейтронная эмиссия не только сглаживает нечетно-четные колебания в  $r$ -выходах, но также изменяет форму пиков  $r$ -процесса, делая их асимметричными (большая пологость со стороны больших масс). Кроме  $\beta$ -запаздывающей нейтронной эмиссии ( $\beta^-, n$ ), ( $\beta^-, 2n$ ), на поздней стадии  $r$ -процесса существенную роль играет спонтанное и наведенное нейтронами деление,  $\alpha$ -распад и  $\beta$ -запаздывающее деление ( $\beta^-, f$ ). Ониши [65, 67] связывает начало этой стадии с уменьшением нейтронного потока, которое приводит к равенству скоростей  $\langle \lambda_{n\gamma} \rangle = \langle \lambda_{\beta} \rangle$ , и называет ее процессом "охлаждения". Временная шкала  $r$ -процесса с "охлаждением" показана на рис. 5.9.

В работах [59, 62] рассмотрено адиабатическое расширение оболочки сверхновой в момент уменьшения нейтронного потока. Сато [68] и Хил-

лебрандт [23] учли неадиабатические эффекты. При этом в [68] было показано, что в поздний период  $r$ -процесса оболочка сверхновой расширяется почти изотермически. В этих работах дана последовательная трактовка взрывного динамического  $r$ -процесса, но следующая его стадия — охлаждение — рассматривалась лишь качественно. Ониши [65, 67] исследовал процесс  $r$ -охлаждения количественно, с учетом изменения со временем скорости различных реакций, температуры, числа делящихся ядер, плотности нейтронов и выходов отдельных нуклидов.

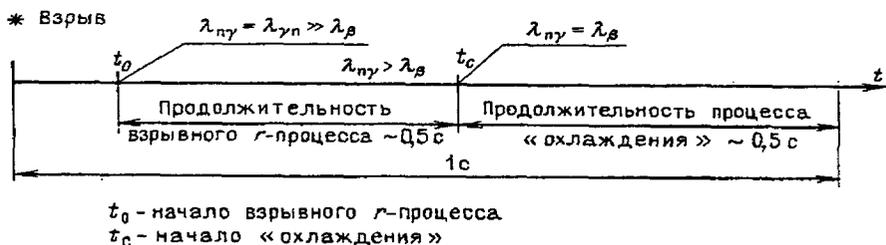


Рис. 5.9. Временная шкала  $r$ -процесса с «охлаждением»

Соотношение  $\lambda_{n\gamma} = \lambda_{\beta}$  служит условием прекращения взрывного  $r$ -процесса, так как для его поддержания необходимо  $\lambda_{\gamma n}(Z, N)$ ,  $\lambda_{n\gamma}(Z, N) > \lambda_{\beta}(Z, N) > \lambda_f(Z, N)$ . Изменение плотности со временем предпологалось в [65, 67] таким же, как у Сато:  $\rho(t) = \frac{3a^2}{32\pi G t^2}$ . Здесь  $a$  — параметр, который характеризует отклонение скорости расширения оболочки сверхновой от скорости свободного падения.

В расчетах  $r$ -охлаждения [65, 67] были учтены: 1) сечения нейтронного захвата  $\sigma_{n\gamma}(Z, N)$  [69, 70]; 2) скорости фотонейтронной реакции  $\lambda_{\gamma n}(Z, N)$ ; 3) скорости спонтанного деления  $\lambda_{sf}(Z, N)$ ; [71–73]; 4) сечения наведенного нейтронами деления  $\sigma_{nf}(Z, N)$  [71, 73]; 5) скорости  $\beta$ -запаздывающего деления  $\lambda_{\beta df}$  [68]; 6) вероятности  $\beta$ -запаздывающей нейтронной эмиссии  $\lambda_{\beta dn}(Z, N)$ ; 7) скорость  $\alpha$ -распада  $\lambda_{\alpha}(Z, N)$  [74]; 8) скорость  $\beta$ -переходов в основное состояние  $\lambda_{\beta}(Z, N)$  при конкуренции  $\beta$ -запаздывающего деления

Таблица 5.1

Результаты расчета начальных условий процесса  $r$ -охлаждения при  $n/p = 10$

$a$	$t_0, \text{с}$	$t_c, \text{с}$	$\rho(t_c), \text{г/см}^3$	$T_9(t_c)$	$n_n(t_c)/\rho(t_c)$ н/г	$Q_{n\gamma}^0(t_c)$ , МэВ
0,1	9,128 (–3)	5,554 (–1)	1,451 (4)	1,258	1,745 (13)	4,196
0,0750	6,129 (–3)	5,716 (–1)	7,704 (3)	1,056	2,046 (15)	3,124
0,0562	4,124 (–3)	5,306 (–1)	5,024 (3)	0,933	1,267 (17)	2,447
0,0316	1,842 (–3)	4,030 (–1)	2,755 (3)	0,785	1,974 (18)	1,898
0,01	3,634 (–4)	2,672 (–1)	6,265 (2)	0,544	1,092 (20)	1,171

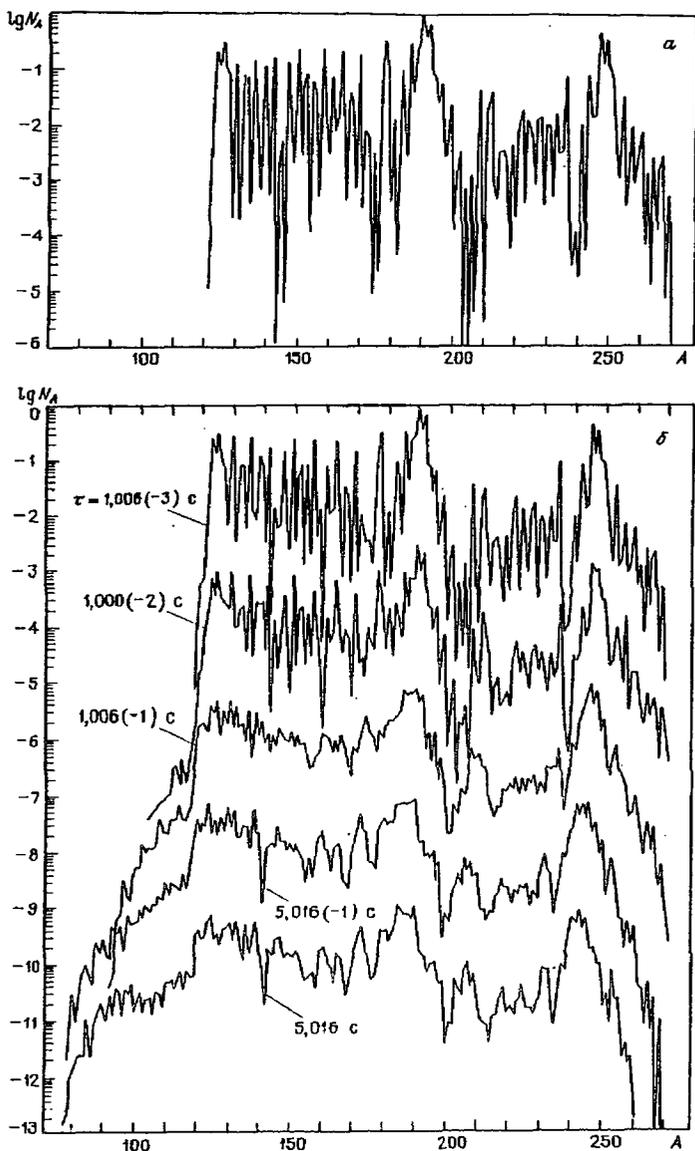


Рис. 5.10. Выходы нуклидов во время "охлаждения"  $r$ -процесса:  $a$  — до "охлаждения",  $b$  — в различные моменты "охлаждения" [67]

и  $\beta$ -запаздывающей нейтронной эмиссии [75]; 9) среднее число быстрых нейтронов на акт деления [73, 76].

В табл. 5.1 приведены начальные условия  $T_0, n_n, Q_n$  процесса  $r$ -охлаждения при  $n/p = 10$ . Зависимость их от значения  $n/p$  относительно слабая по сравнению с зависимостью от параметра  $a$ , который тем самым почти

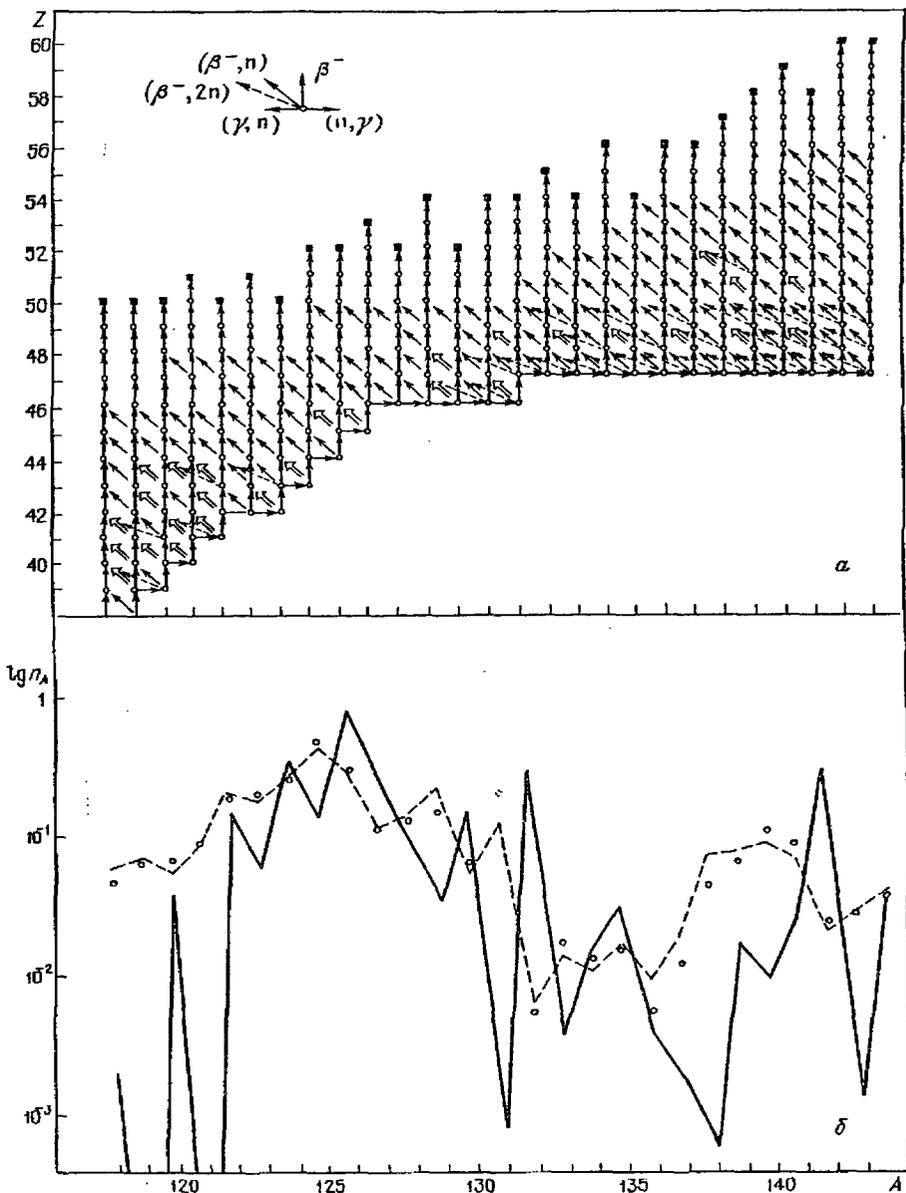


Рис. 5.11. Пути ветвления, связанные с  $(\beta^-, n)$ - и  $(\beta^-, 2n)$ -процессами, происходящими при возвращении ядер в область стабильности с дорожки  $\gamma$ -процесса. Черными квадратиками обозначены стабильные нуклиды, кружками — радиоактивные. Двойная стрелка соответствует вероятности испускания одного нейтрона  $>50\%$ , тонкая стрелка вероятности  $\sim 10\%$ , штриховая стрелка — вероятности испускания двух нейтронов  $\sim 50\%$  (а); перераспределение начальной распространенности нуклидов на дорожке  $\gamma$ -процесса с учетом ветвлений (сплошная линия) (б) [83]

целиком определяет дорожку нейтронного захвата. Выход ядер  $r$ -процесса  $n(Z, N)$  в момент начала охлаждения  $t = t_c$  зависит от  $a$  и  $n/p$ .

Результаты расчета выходов ядер в процессе  $r$ -охлаждения при начальных условиях  $n/p = 10$ ,  $a = 0,0562$  представлены на рис. 5.10.

Основные характерные черты кривой выходов ядер  $r$ -процесса с учетом охлаждения по сравнению с распределением выходов до охлаждения сво-

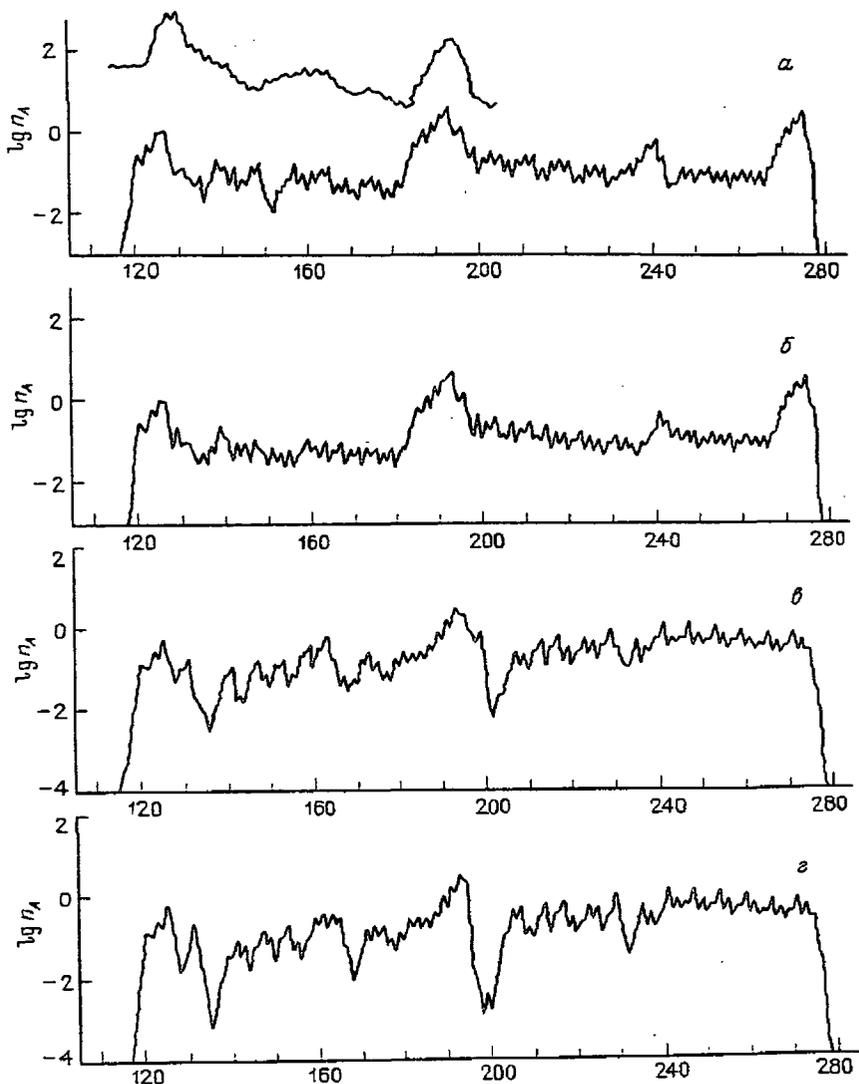


Рис. 5.12. Распределение выходов нуклидов после возвращения в область стабильных ядер, вычисленное по кинетическим уравнениям (а, в) и с использованием модели ядерного статистического равновесия (б, г) [77]

дятся к следующему: а) явно выраженная четно-нечетная структура первоначальных выходов почти исчезает, б) выходы ядер с  $A > 250$  сильно подавлены из-за деления во время охлаждения, в) выходы ядер с  $A \leq 120$  увеличиваются за счет легких фрагментов деления.

При дальнейшем уменьшении концентрации свободных нейтронов  $\beta^-$ -распады, увеличивающие  $Z$ , приводят к образованию стабильных ядер. На рис. 5.11, а приведены пути ветвления процессов при возвращении ядер в долину стабильности. Перераспределение концентрации ядер по  $A$  и  $Z$ , показанное на рис. 5.11, б, определяется коэффициентами ветвления за счет  $(\beta^-, kn)$ -процессов и скоростями  $\beta^-$ -распадов.

В работе [77] исследовано влияние кинетики ядерных реакций с нейтронами на выходы  $r$ -элементов. Проведено сравнение результатов, полученных на основе кинетических уравнений и в приближении ядерного статистического равновесия по реакциям с нейтронами (рис. 5.12). При возвращении ядер в долину стабильности принимались во внимание процессы  $(\beta^-, kn)$ . В кинетическом приближении обнаружено влияние на выходы элементов протонных оболочек с  $\bar{Z} = 50,82$  ( $A = 140-150, 230-240$ ). Интересный результат связан с появлением пика при  $A = 270-280$  в некоторых вариантах расчетов (рис. 5.12, а). Последующее деление этих ядер приводит к дополнительному вкладу в выход элементов второго пика с  $A \sim 130$ .

### § 5.5. Влияние ядерных параметров на протекание процесса быстро нейтронного захвата

Основной массив ядерных параметров, входящих в уравнение  $r$ -процесса, включает сечения  $(n, \gamma)$ ,  $(\gamma, n)$ -реакций, ядерные массы, скорости  $\beta$ -распада, барьеры и вероятности деления, характеристики  $\beta$ -запаздывающей нейтронной эмиссии и  $\beta$ -запаздывающего деления. Для расчета накопления нуклидов в процессе  $\beta$ -распада необходимо знать также коэффициент ветвления изобарных цепочек.

Ядерные массы — наиболее чувствительные параметры в расчетах  $r$ -процесса, так как их разности экспоненциально входят в уравнения (см., например, (5.4)). Поскольку дорожка  $r$ -процесса расположена в области  $\sim 5000$  ядер с массами, которые не измерены в эксперименте, возможна лишь экстраполяция в эту область тех или иных массовых формул. Простейшая из них — формула Бете—Вейцеккера, основанная на модели жидкой капли. Как известно, она включает только четыре параметра и описывает экспериментальные массы со среднеквадратическим отклонением (СКО) 2,5 МэВ. Учет парных и оболочечных эффектов сделан в работе Сигера—Говарда [71] по методу Струтинского—Бардина—Купера—Шиффера. Это дает СКО  $\approx 1,0$  МэВ. Дальнейшее улучшение достигнуто модификацией гладкой макроскопической части массового закона, использованного Сигером, Фаулером и Клейтоном [21] на основе так называемой droplet-модели Майерса—Святецкого [57]. Она дает разложение энергии связи ядра по степеням безразмерного отношения радиуса ядерных сил к радиусу ядра, т.е. разложение по степеням  $A^{-1/3}$ . Без учета оболочечных и парных эффектов droplet-модель имеет от 10 до 13 подгоночных параметров, а с их учетом это число возрастает до 50. Различные массовые формулы, полученные в последнее время, приведены в [78]. Наименьшее СКО этих формул — 0,66 МэВ.

Массовые законы [79, 80] получены с учетом полуэмпирических оболочечных поправок и отличаются лишь набором параметров. Они приводят к одним и тем же значениям масс, известным из эксперимента, но формула Хильфа [79] позволяет описать большее число нейтронообогатенных ядер. Массовая формула Мёллера—Никса [80] содержит больше членов по сравнению с [78, 79], но приводит к близким предсказаниям.

На рис. 5.13 представлено сравнение различных результатов расчета границы нейтронной стабильности ядер [78, 79, 81]. Эта граница определяет предельное удаление дорожки  $r$ -процесса в области нейтронообогатенных ядер. Несмотря на то, что все три формулы описывают массы нейтронообогатенных ядер в достаточно близком согласии, погрешность самих формул все еще слишком велика для уверенной экстраполяции масс ядер  $r$ -процесса\*). В работах [83, 84] расчеты масс ядер вблизи границы нейтронной стабильности выполнены с использованием самосогласованного квазичастичного метода. Такие самосогласованные расчеты приводят к близким результатам для известных нуклидов, но предсказания для ядер с большим нейтронным избытком различаются. По-видимому, только дальнейшее накопление экспериментальных данных для ядер, удаленных от линии  $\beta$ -стабильности, и идентификация новых изотопов могут уменьшить погрешности массовых формул и более уверенно определить границу нейтронной стабильности и энергию связи нейтрона для ядер, расположенных на дорожке  $r$ -процесса.

Особенно важными в этом отношении являются правильные оценки энергии связи нейтрона в ядрах  $^{78}\text{Ni}$ ,  $^{79}\text{Ni}$ ,  $^{80}\text{Zn}$ ,  $^{81}\text{Ga}$ ,  $^{128}\text{Pd}$ ,  $^{129}\text{Ag}$ ,  $^{130}\text{Cd}$ ,  $^{131}\text{Cd}$ ,  $^{131}\text{In}$ ,  $^{131}\text{Sn}$ ,  $^{192}\text{Dy}$ ,  $^{193}\text{Ho}$ ,  $^{194}\text{Er}$ ,  $^{195}\text{Tm}$ ,  $^{196}\text{Yb}$ ,  $^{197}\text{Lu}$ . Эти ядра относятся к области непосредственного пересечения дорожки  $r$ -процесса нейтронных магических сил  $N = 50, 82, 126$ , и их свойства играют ключевую роль при описании быстрого нейтронного захвата. Кроме значений энергии связи нейтрона  $S_n$ , для этих ядер очень важно знать также скорости  $\beta$ -распада, характеристики  $\beta$ -запаздывающей нейтронной эмиссии и схему энергетических уровней [85].

После масс ядер (или точнее их разностей, из которых выводится энергия связи нейтрона), наиболее существенными ядерными параметрами при расчете  $r$ -процесса, как было отмечено выше, являются скорости  $(n, \gamma)$ ,  $(\gamma, n)$ -реакций (см. § 5.8) и скорости  $\beta$ -распада  $\lambda_\beta$ .

Для скоростей реакций  $(n, \gamma)$ ,  $(\gamma, n)$  имеем следующие соотношения [86]:

$$\lambda_{n\gamma}(A, Z) = \langle \sigma v \rangle n_n, \quad (5.24)$$

$$\lambda_{\gamma n}(A+1, Z) = C_1 T_9^{3/2} \left[ \exp\left(-\frac{C_2}{T_9}\right) \right] N_A \langle \sigma v \rangle, \quad (5.25)$$

где  $C_1 = C_1(A, Z)$ ,  $C_2 = 11,6 S_n$  — температурная константа. Эффективные сечения  $\langle \sigma v \rangle$  для большинства ядер  $r$ -процесса неизвестны. Табулированные сечения  $\sigma_{n\gamma}$  имеются для ядер  $s$ -процесса в области энергий  $\sim 25$ – $30$  кэВ.

\*) В 1981 г. опубликованы новые массовые формулы [82], СКО которых, по оценке авторов, составляет 0,12 МэВ.

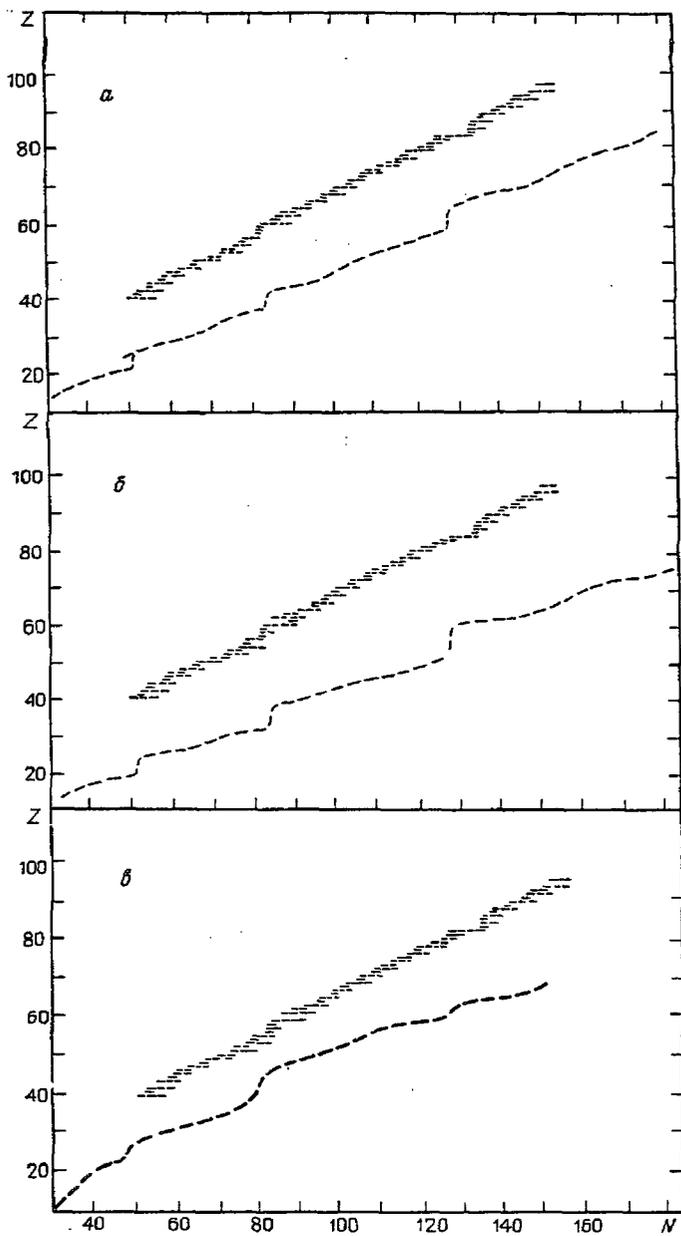


Рис. 5.13. Сравнение границ нейтронной стабильности ядер ( $S_n = 0$ ), вычисленной по различным массовым формулам:  $a$  - [79],  $\delta$  - [78],  $\sigma$  - [81]. Короткими штрихами показана линия  $\beta$ -стабильности ядер

Вычисления Холмса и др. [87] по статистической модели Хаузера—Фешбаха\*) для  $\sim 500$  ядер от  ${}^74\text{Kr}$  до  ${}^{210}\text{Bi}$  дают оценку неизмеренных  $\sigma_{n\gamma} = \frac{\langle \sigma v \rangle}{v_{30\text{кэВ}}}$

с точностью до коэффициента 2. Представляет интерес оценка значений  $\sigma_{n\gamma}$  из подгонки гладкой кривой  $\sigma N_s$  к наблюдаемым данным по выходам элементов  $s$ -процесса ( $N_s$ ). Погрешность такой подгонки определяется неточностью учета доли образования элементов в  $r$ -процессе [52]. Для перехода к ядрам  $r$ -процесса можно использовать аппроксимацию неизвестных сечений  $\sigma_{n\gamma}$  к сечению  $\sigma_0$  для самого тяжелого известного изотопа [77]:

$$\sigma_{n\gamma}(A, Z) = \sigma_0 \left( \frac{u_0}{u} \right)^2 \left( \frac{A_0}{A} \right)^{5/4} \exp \{ 2\sqrt{au} - 2\sqrt{a_0 u_0} \}, \quad (5.26)$$

$$u(A, Z) = \begin{cases} T_M + S_n & \text{при } Z \text{ нечетных, } A \text{ нечетных,} \\ T_M + S_n - \Delta & \text{при } A \text{ четных,} \\ T_M + S_n - 2\Delta & \text{при } Z \text{ четных, } A \text{ нечетных,} \end{cases}$$

$$u_0 = u(A_0, Z); \quad a = \frac{A}{8}, \quad a_0 = \frac{A_0}{8}, \quad \Delta = \frac{12}{\sqrt{A}}, \quad T_M = \frac{T_0}{11,605},$$

$$S_n = B(A+1, Z) - B(A, Z),$$

$B(A, Z)$  — энергия связи ядра  $(A, Z)$ .

Сечения  $\sigma_{n\gamma}$ -реакций, как отмечалось выше, не были использованы в первоначальной теории  $r$ -процесса, основанной на приближении "точки ожидания" ( $n\gamma - \gamma n$ -равновесие), но они оказываются существенными для решения кинетических уравнений, которые позволяют избежать недостатков классического  $r$ -процесса. Что касается скоростей  $\beta$ -распада  $\lambda_\beta$ , эти параметры входят во все модели  $r$ -процесса и определяют его временную шкалу. Некоторые из величин  $\lambda_\beta$  нейтронообогащенных нуклидов могут быть получены в лабораторных экспериментах, но для большинства приходится прибегать к теории.

Предполагается, что плотность конечных состояний в  $\beta$ -распаде достаточно велика, чтобы использовать представление о  $\beta$ -силовой функции вместо дискретных индивидуальных переходов [88, 89]. Как видно из рис. 5.14, одним из важных каналов разрядки  $i$ -го возбужденного состояния, образующегося при  $\beta$ -распаде нейтроноизбыточного ядра, является испускание нейтронов (при  $E_i > B_{kn}(Z+1, N-1); k = 1, 2, \dots$ ). Полная

\*) Расчеты сечений нейтронного захвата по статистической модели, как отмечают Мэтьюс и Уорд [85], могут оказаться неприемлемыми для ядер с замкнутыми нейтронными оболочками.

Когда энергия связи нейтрона достигает значения 1–2 МэВ, сечение захвата определяется одним или несколькими резонансами и не происходит статистического распределения энергий в компаунд-ядре. В этом случае оценка вклада прямого ( $n, \gamma$ )-захвата на основное состояние компаунд-ядра может служить хорошим нижним пределом полных сечений нейтронного захвата.

скорость запаздывающей нейтронной эмиссии

$$\lambda_n = \frac{g^2 m_0^5 c^4}{2\pi^3 \hbar^7} \int_{S_n}^{Q_\beta} \sum_i \frac{T_n(E, J_i, \pi_i)}{T_{\text{полн}}(E, J_i, \pi_i)} S_\beta(E) f(Q_\beta - E) dE. \quad (5.27)$$

Скорость  $\beta$ -распада

$$\lambda_\beta = \frac{\ln 2}{T_{1/2}} = \frac{g_w^2 m_e^5 c^4}{2\pi^3 \hbar^7} \sum_i B(E_i, J_i, \pi_i) f(Q_\beta - E_i), \quad (5.28)$$

где  $g_w$  – константа слабого взаимодействия,  $f(Q_\beta - E_i)$  – функция Ферми,  $B(E_i, J_i, \pi_i)$  – приведенная вероятность перехода в конечное состояние с энергией возбуждения  $E_i$ , спином  $J_i$ , четностью  $\pi_i$ . В предположении непрерывных конечных состояний

$$\begin{aligned} \lambda_\beta &= \frac{g_w^2 m_e^5 c^4}{2\pi^3 \hbar^7} \int_0^{Q_\beta} \sum_J \rho_J(E) B_J(E) f(Q_\beta - E) dE = \\ &= \frac{g_w^2 m_e^5 c^4}{2\pi^3 \hbar^7} \int_0^{Q_\beta} S_\beta(E) f(Q_\beta - E) dE, \end{aligned} \quad (5.29)$$

где  $\rho(E)$  – плотность уровней в дочернем ядре на единицу энергии,  $S_\beta(E)$  – силовая функция  $\beta$ -распада,

$$S_\beta(E) = \sum_J \rho_J(E) B_J(E). \quad (5.30)$$

Эта величина особенно полезна при высоких энергиях возбуждения и плотностях уровней, где отдельные  $\beta$ -переходы экспериментально не разрешаются. В эксперименте  $S_\beta(E)$  определяется выражением

$$S_\beta(E) = \frac{I(E)}{f(z, Q_\beta - E) T_{1/2}}, \quad (5.31)$$

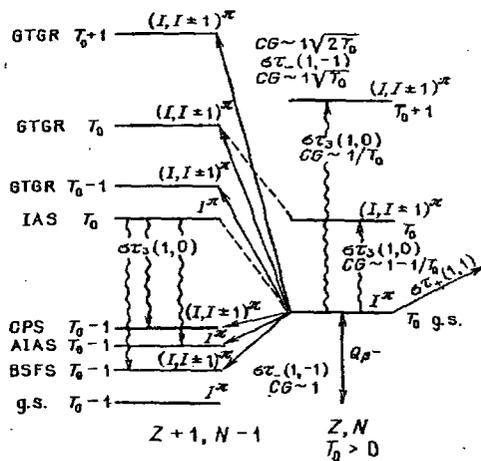
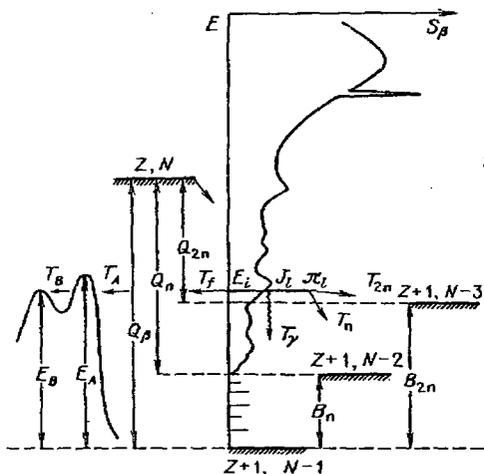


Рис. 5.14. Схема разрядки возбужденного состояния, образующегося в  $r$ -процессе при  $\beta$ -распаде нейтроноизбыточного ядра

Рис. 5.15. Схема силового распределения гамов-теллеровских переходов в нейтронообогатенных ядрах [114]

где  $I(E)$  — абсолютная интенсивность  $\beta$ -распада на уровень с энергией возбуждения  $E$ .

Представление о непрерывной функции  $S_\beta(E)$  разумно для условий  $r$ -процесса, так как  $\beta$ -распад ядер, сильно перегруженных нейтронами, происходит в основном на уровни, расположенные достаточно близко друг от друга. Одновременно можно считать, что ядра, испытывающие  $\beta$ -распад, находятся в основном состоянии, поскольку тепловым возбуждениям при температуре  $r$ -процесса  $T_r = 1$  соответствует энергия  $\sim 100$  кэВ, а энергия  $\beta$ -распада составляет в этой области ядер 10–15 МэВ.

В расчетах  $r$ -процесса делались следующие предположения о форме  $S_\beta$ :

1)  $S_\beta(E) = \text{const}[21, 60, 61, 90]$ ;

2)  $S_\beta(E) \propto \rho(E)$  [59, 91, 92];

3)  $S_\beta(E)$  из гросс-теории  $\beta$ -распада [58, 90, 93–95].

Клапдор и Вене [96] отметили, что предположение о постоянстве  $\beta$ -силовой функции противоречит эксперименту по целому ряду ( $\sim 70$ ) нейтронообогащенных ядер. Все  $S_\beta$  для таких ядер обнаруживают сильную энергетическую зависимость вплоть до 9 МэВ.

Предположение  $S_\beta \propto \rho(E)$  является более хорошим приближением, однако оно не следует "правилу сумм". Это правило учтено в гросс-теории  $\beta$ -распада (см., например, [97]), которая дает наилучшее приближение из указанных выше предположений [98].

В то же время в последнее десятилетие получено много достаточно точных экспериментальных данных по свойствам  $\beta$ -распада ядер, удаленных от полосы  $\beta$ -стабильности, которые показывают, что с помощью расчета  $S_\beta$  из гросс-теории не удается описать низлежащие резонансные структуры  $\beta$ -силовой функции [96, 99–103]. Существование этих структур следует из экспериментальных данных по  $\beta$ -распаду, например [104–107], по  $\beta$ -распаду изобарных аналоговых соотношений (IAS) [102, 108, 109] и из исследования  $(p, n)$ -зарядово-обменных реакций [110–113].

Рассмотрим более подробно резонансные структуры  $\beta$ -силовой функции, возникающие для разрешенных гамов-теллеровских переходов (GT).

Для GT-переходов в пределах  $Q_\beta$  "окна" существуют три различных типа коллективных состояний (рис. 5.15): состояния с поляризованным кором (CPS), back-spin-flip-состояния (BSFS) и антианалоговые состояния (AIAS), появляющиеся из-за смешивания.  $\beta$ -распад на эти состояния ускоряется благодаря вкладу вышележащего изобар-аналогового состояния (IAS) с изоспином  $T = T_0$ , спином и четностью  $I^\pi$ . Такое же ускорение наблюдается для MI  $\gamma$ -переходов с  $\Delta T = 1$  при разрядке возбужденного аналогового уровня IAS \*).

\*) Современное представление о роли изоспина в ядерной физике и возбуждении аналоговых состояний в ядерных реакциях изложены в книге Наумова Ю.В. и Крафт О.Е. [115].

Совокупность  $(2T + 1)$  состояний с одним и тем же значением  $T$  образует изобарный мультиплет, члены которого — изобарные аналоговые состояния. Если два состояния являются членами изобарного мультиплета в зарядово-обменной реакции  $(p, n)$ , то разность масс ядер  $\Delta M = \Delta E_c - \delta$ , где  $\Delta E_c$  — разность кулоновских энергий ядер

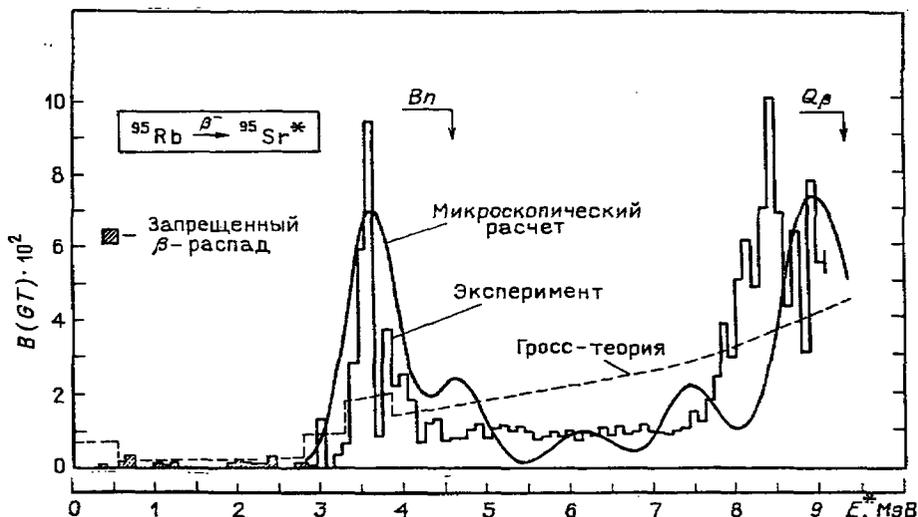


Рис. 5.16.  $\beta$ -силовая функция, рассчитанная для гамма-теллеровского  $\beta$ -распада рубидия-95 [116]

В работах [98–101] вычислены периоды полураспада  $T_{1/2} \sim 6000$  ядер на основе микроскопического описания  $\beta$ -силовой функции  $S_\beta$ . Расчеты выполнены в приближении Тамма–Данкова с использованием гамма-теллеровского остаточного взаимодействия. Основной их результат состоит в появлении резонансов в низкоэнергетическом "хвосте"  $S_\beta$ -функции, который попадает в  $Q_\beta$ -"окно"  $\beta$ -распада нейтронообогатенных ядер за счет бэк-спин-флиповых переходов. Гамма-теллеровский резонанс оказывается расположенным ниже аналогового состояния IAS (которое соответствует гигантскому MI-резонансу в родительском ядре) на величину изоспинового расщепления, что приводит к появлению резонансной структуры  $\beta$ -силовой функции (рис. 5.16, 5.17). Переходы в низколежащие энергетические состояния влияют на полную скорость  $\beta$ -распада. Поэтому микроскопические расчеты [118, 119] приводят к временам жизни ядер  $\tau$ -процесса

$(Z, A)$  и  $(Z + 1, A)$ ,  $\delta$  – разность масс нейтрона и протона. При замене нейтрона на протон в  $\beta$ -распаде образующаяся пара  $p\bar{n}$  (протон – "частица", нейтрон – "дырка") может быть связана в полный момент  $J = 0, \dots, 2j$ , где  $j$  – полный момент орбитали, занимаемой протоном и нейтронной дыркой. Суперпозиция пар с  $T = 1, I^\pi = 0^+$  дает аналоговое состояние, а состояние с  $T = 0, I^\pi = 0^+$  – антианалоговое. Состояния с  $j^\pi = 1^+$ ,  $T = 0$  подразделяются на три класса:

- 1)  $(\nu_j \rightarrow \pi_j)$  – состояния с поляризованным кором;
- 2)  $(\nu_{j_1} \rightarrow \pi_{j_2}; j_1 = l_1 + 1/2; j_2 = l_1 - 1/2)$  – спин-флип-состояния;
- 3)  $(\nu_{j_2} \rightarrow \pi_{j_1})$  – бэк-спин-флип-состояния.

Состояния с поляризованным кором определяются  $(p\bar{n})$ -конфигурациями с  $j_p = j_{\bar{n}} = l \pm 1/2$  и связаны с поворотом полного момента. Спин-флип-состояния определяются конфигурациями с  $j_p = l - 1/2; j_{\bar{n}} = l + 1/2$  и связаны с поворотом спина в  $n \rightarrow p$  переходе. Бэк-спин-флип-состояния определяются  $(\bar{p}n)$ -конфигурациями с обратным поворотом спина  $j_{p,\bar{p}} = l + 1/2; j_{\bar{n},n} = l - 1/2$ .

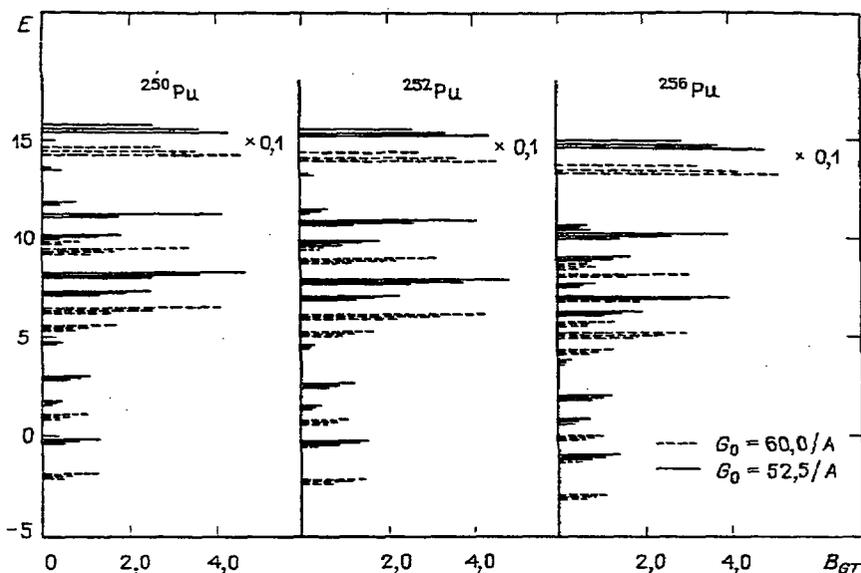


Рис. 5.17.  $\beta$ -силовая функция, вычисленная для гамма-теллеровского  $\beta$ -распада изотопов плутония с массовым числом 250, 252, 256 [117]

относительно  $\beta$  распада, существенно меньшим в сравнении с gross-теорией (почти на порядок величины) (рис. 5.18).

Конечная стадия  $r$ -процесса связана с еще одной группой ядерных параметров — вероятностями и барьерами деления.

Вероятности деления определяют границу  $r$ -процесса и влияют на конечные выходы ядер за счет повторения цикла  $r$ -процесса на основе образующихся продуктов деления. При расчетах повторных циклов для времен жизни и выходов деления можно использовать эмпирические формулы [58, 61, 121].

Граница  $r$ -процесса и возможность синтеза сверхтяжелых ядер весьма чувствительны к оценке параметров деления [122–125]. Однако самое существенное влияние на расчеты  $r$ -процесса, как отмечено в работах [40, 58, 65, 126], оказывает учет вклада  $\beta$ -запаздывающего деления.

Таблица 5.2

Параметры  $h\omega_A$  и  $h\omega_B$  для различных типов ядер

Ядра	$h\omega_A$	$h\omega_B$	Ядра	$h\omega_A$	$h\omega_B$
Четно-четные	1,00	0,60	Нечетно-нечетные	0,60	0,42
Нечетная масса	0,80	0,52			

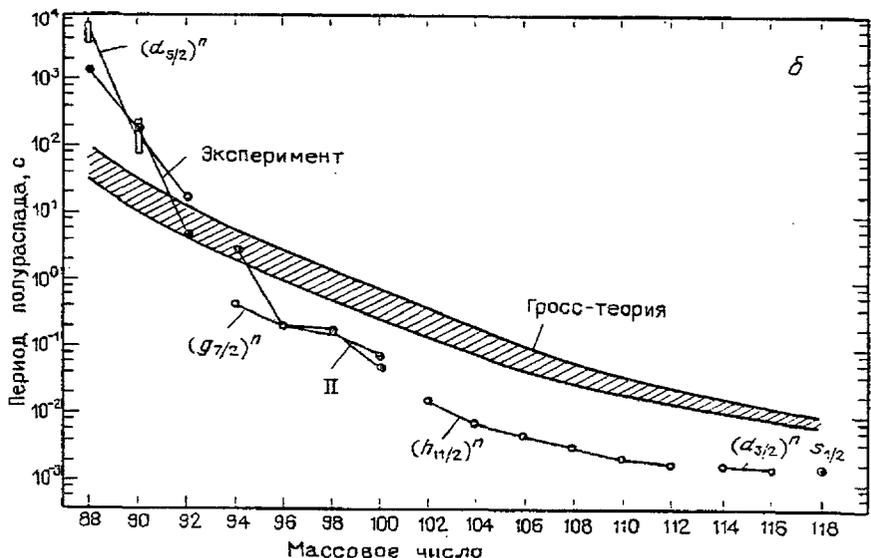
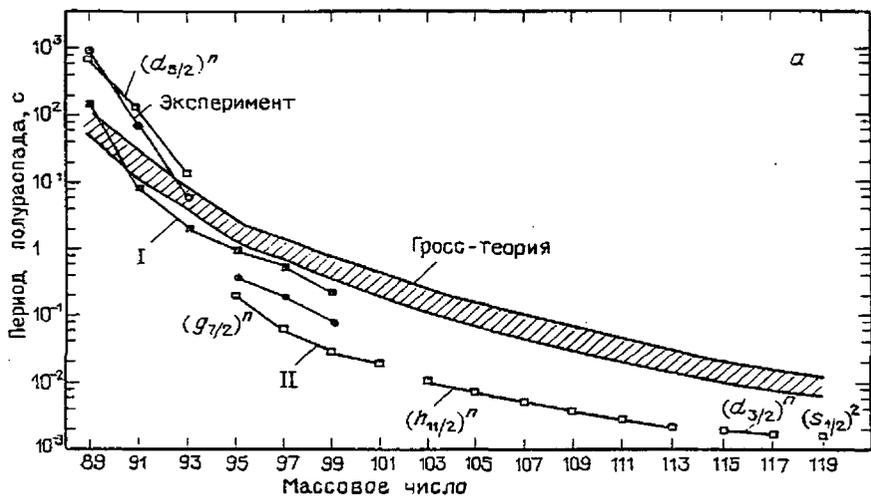


Рис. 5.18. Рассчитанные и измеренные на опыте времена жизни относительно  $\beta$ -распада нечетных (а) и четных (б) изотопов рубидия: I – микроскопический расчет по [120], II – микроскопический расчет по [117]

Вероятности деления можно рассчитать, следуя модели Струтинского в предположении двугорбого барьера деления [127]. Недавние вычисления [118] указывают на более сложную тонкую структуру барьеров деления с рядом "седловых" точек и максимумов, но, следуя [40], можно ограничиться выбором полуэмпирических параметров  $\hbar\omega_A$ ,  $\hbar\omega_B$  для точек А и В, характеризующих кривизну седловых точек в случае четно-нечетных (нечетно-четных), четно-четных и нечетно-нечетных ядер (табл. 5.2).

Относительную вероятность деления из состояния  $(E, J, \pi)$  можно записать в виде

$$\bar{P}_f(E, J, \pi) = \frac{T_f(E, J, \pi)}{T_{\text{полн}}(E, J, \pi)}$$

Здесь  $T_{\text{полн}} = T_f + T_n + T_\gamma$ ;  $T_f$ ,  $T_n$ ,  $T_\gamma$  — соответственно вероятности деления, испускания нейтрона и  $\gamma$ -излучения при разрядке возбужденного состояния  $(E, J, \pi)$ . Окончательно относительную вероятность можно представить в виде

$$\bar{P}_f = \left\{ 1 + \left( \frac{T_n(E, J, \pi) + T_\gamma(E, J, \pi)}{T_{\text{ef}}(E, J, \pi)} \right)^2 + 2 \frac{T_n(E, J, \pi) + T_\gamma(E, J, \pi)}{T_{\text{ef}}(E, J, \pi)} \times \right. \\ \left. \times \coth \left[ \frac{1}{2} (T_A(E, J, \pi) + T_B(E, J, \pi)) \right] \right\}^{-1/2}, \quad (5.32)$$

где

$$T_{\text{ef}} = \frac{T_A \cdot T_B}{T_A + T_B},$$

$$T_{A,B} = \int_0^E T_{\text{НВ}} \left[ E - E_{A,B} - \frac{\hbar^2}{2\theta} l(l+1) - \epsilon, \hbar\omega_{A,B} \right] \rho_{A,B}(E, J, \pi) d\epsilon, \quad (5.33)$$

$$T_{\text{НВ}}(E, \hbar\omega) = \left[ 1 + \exp \left( - \frac{2\pi E}{\hbar\omega} \right) \right]^{-1}, \quad (5.34)$$

$\theta$  — момент инерции деформированного ядра.  $T_{\text{НВ}}$  — коэффициент проницаемости параболического барьера Хилла—Уилера [118]. Энергии  $E_A$  и  $E_B$  табулированы в [127].

### § 5.6. Роль $\beta$ -запаздывающих процессов

В основе теоретического описания  $\beta$ -запаздывающих процессов лежит расчет функции  $\beta$ -распада  $S_\beta(E)$ , которая имеет сложную резонансную структуру, основанную на изобарных аналоговых и антианалоговых состояниях (см. рис. 5.15). Микроскопическая модель расчета  $S_\beta(E)$  [40] основана на использовании одночастичной оболочечной модели Брауна—Болстерли [119] и соотношения между энергиями возбуждения изобарных состояний [41].

Гамильтониан модели строится следующим образом. Одночастичная модель предсказывает состояния с поляризованным кором выше аналоговых на величину энергии спаривания

$$\Delta_n = \langle jj | V | jj \rangle = \sqrt{2j+1} \sqrt{2j+1} G, \quad (5.35)$$

где  $G = \frac{20}{A}$  МэВ.

$$E_{\text{CPS}} = E_{\text{AIAS}} + \Delta_{\pi} \quad (5.36)$$

Энергия антианалогового состояния

$$E_{\text{AIAS}} = E_{\text{IAS}} - \frac{V_1 T_0}{A} \quad (5.37)$$

где  $T_0$  — изоспин родительского ядра,  $V_1 \approx 120$  МэВ — потенциал Лейна, который оценивается из расщепления в ядрах состояний IAS — AIAS.

Энергия изобарного аналогового состояния в дочернем ядре

$$E_{\text{IAS}} = \Delta E_{\text{кул}} + Q_{\beta} - (M_{\pi} - m_{\rho}), \quad (5.38)$$

где

$$\Delta E_{\text{кул}} = \left( 1,444 \frac{\bar{Z}}{A^{1/3}} - 1,13 \right) \text{МэВ}. \quad (5.39)$$

Спин-флип-(SPS) и бэк-спин-флип-состояния (BSFS) лежат соответственно выше и ниже состояний с поляризованным кором (CPS) на величину спин-орбитального расщепления:

$$E_{\text{SPS, BSFS}} = E_{\text{CPS}} \pm \Delta \epsilon_{\text{LS}}, \quad (5.40)$$

$$\Delta \epsilon_{\text{LS}} = 10(2l + 1)A^{-2/3} \quad (5.41)$$

В модели Брауна—Болстерли в рассматриваемом случае матричные элементы эффективного (двухтельного) взаимодействия даются произведениями гамов-теллеровских матричных элементов.

Таким образом, гамильтониан модели записывается в окончательной форме как

$$H = G_0 \Sigma(\tau\tau) \pm \Sigma \Delta \epsilon_{\text{LS}} + \Sigma \Delta_{\pi} + G_1 \Sigma(ss)(\tau\tau), \quad (5.42)$$

где  $2G_0 = V_1/A$ . Параметр  $G_1$  вычисляют из данных по зарядово-обменным реакциям.

Таблица 5.3

Сравнение экспериментальных и расчетных значений вероятности испускания запаздывающего нейтрона для изотопов рубидия

Массовое число изотопа	$P_{\beta \text{dn}}, \%$	
	эксперимент	расчет
92	$0,011 \pm 0,001$ [136]	0,01
93	$1,40 \pm 0,08$ [136]	1,56
94	$10,1 \pm 0,6$ [136]	9,19
95	$8,95 \pm 0,6$ [136]	11,46
96	$13,3 \pm 0,9$ [136]	23,44
97	$25,2 \pm 1,8$ [137]	21,56
	$21,5 \pm 2,5$ [138]	
98	$18,4 \pm 2,9$ [137]	24,12

Рассчитанная с гамильтонианом (5.42) приведенная вероятность перехода для конфигурации  $(p\bar{n})$  (протон — "частица", нейтрон — "дырка") приводит к уже упомянутым "карликовым" низколежащим резонансам в силовой функции  $\beta$ -распада с шириной  $\sigma = 0,2 - 0,5$  МэВ.

В предположении гауссовского распределения  $p\bar{n}$ -"силы"  $\beta$ -переходов для полной скорости  $\beta$ -распада из формулы (5.28) имеем

$$\lambda_{\beta} = \frac{g_W^2 m_e^5 c^4 Q_{\beta}}{2 \pi^3 \hbar^7} \int_0^{Q_{\beta}} \sum_i \frac{1}{\sigma_i \sqrt{2\pi}} \exp[-(E - E_i)^2 / 2\sigma_i] \times \\ \times B(E_i, J_i, \pi_i) f(Q_{\beta} - E) dE = \int_0^{Q_{\beta}} \sum_i \beta_i(E, J_i, \pi_i) dE. \quad (5.43)$$

Скорости  $\beta$ -запаздывающего деления и нейтронной эмиссии получаются соответственно

$$\left. \begin{aligned} \lambda_f &= \int_0^{Q_{\beta}} \sum_i \beta_i(E, J_i, \pi_i) \frac{T_f(E, J_i, \pi_i)}{T_{\text{полн}}(E, J_i, \pi_i)} dE, \\ \lambda_n &= \int_0^{Q_{\beta}} \sum_i \beta_i(E, J_i, \pi_i) \frac{T_n(E, J_i, \pi_i)}{T_{\text{полн}}(E, J_i, \pi_i)} dE. \end{aligned} \right\} \quad (5.44)$$

Относительная вероятность разрядки состояния  $(E, J, \pi)$  путем деления  $(T_f/T_{\text{полн}})$  вычисляется по формулам (5.32–5.34).

Относительную вероятность разрядки того же состояния с испусканием нейтрона  $(T_n/T_{\text{полн}})$  можно рассчитать, используя различные оптические потенциалы. В [40] использован потенциал [128].

Относительная вероятность  $\gamma$ -разрядки  $T_{\gamma}/T_{\text{полн}}$  определяется суммированием по MI- и EI-переходам. Соответствующие значения  $T_{\gamma}$  табулированы в [87]. Во все соотношения для  $T_f$ ,  $T_n$ ,  $T_{\gamma}$  входит плотность конечных состояний  $\rho(E, J, \pi)$ , рассчитанная по [87].

Полная вероятность запаздывающих нейтронной эмиссии и деления, следующих за  $\beta$ -распадом ядра  $(Z, N)$ , равны соответственно

$$P_{\beta dn} = \frac{\lambda_n}{\lambda_{\beta}}, \quad P_{\beta df} = \frac{\lambda_f}{\lambda_{\beta}}, \quad (5.45)$$

где  $\lambda_{\beta}$ ,  $\lambda_n$ ,  $\lambda_f$  определяются выражениями (5.43), (5.44).

Подтверждением правильности использованной модели служит табл. 5.3, в которой сравниваются экспериментальные и расчетные значения  $P_{\beta dn}$  для ядер рубидия с известными массами и энергиями распада.

На рис. 5.19 представлены результаты расчета значений  $P_{\beta dn}$ , полученные в работах [40, 41] с использованием массовой формулы Хильфа и др. [79].

Клапдор с коллегами [40, 41, 114, 117, 130] проанализировали зависимость результатов расчета  $P_{\beta df}$ ,  $P_{\beta dn}$  от различных массовых формул и высоты барьера деления. Основной их вывод состоит в том, что для всех



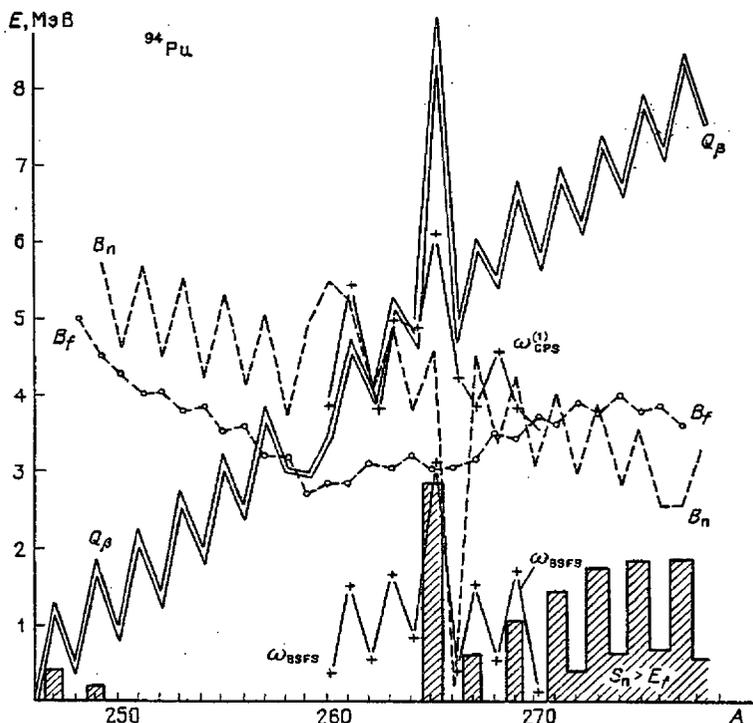


Рис. 5.20. Зависимость энергий  $Q_\beta$ ,  $B_f$ ,  $B_n$ ,  $E_f - S_n$  (заштриховано) от массового числа  $A$ , рассчитанная в работе [83] для изотопов плутония. Энергии коллективных изобар-аналоговых состояний обозначены  $\omega_{CPS}$ ,  $\omega_{BSFS}$ . Энергии отделения запаздывающих частиц в дочернем после  $\beta$ -распада ядра обозначены  $B_x$  ( $x = n, f, \dots$ ).  $E_f$  – высота барьера деления

массовых формул и барьеров деления с варьированием высоты барьера в пределах 1 МэВ существует широкая область 100%-го  $\beta$ -запаздывающего деления, которая оказывает решающее влияние на развитие  $r$ -процесса. Этот "остров"  $\beta$ -запаздывающего деления возникает из-за эффективного понижения барьера при  $\beta$ -распаде на возбужденные состояния и расположен в области  $Z = 94$ ,  $N = 168$ . Если дорожка  $r$ -процесса проходит через остров  $\beta$ -запаздывающего деления  $P_{\beta df} = 1$ , выходы ядер в этой области уменьшаются более чем на 10 порядков величины, и  $r$ -процесс практически прекращается.

Однако этот результат существенно зависит от способа расчета силовой функции  $\beta$ -распада  $S_\beta(E)$ . Поэтому при современном уровне используемых в теории приближений (включая массовые формулы) вероятность  $\beta$ -запаздывающего деления может значительно измениться. В работах [83, 131] характеристики  $\beta$ -запаздывающих процессов рассчитывались на основе теории конечных ферми-систем, примененной к описанию коллективных изобар-аналоговых  $1^+$  состояний нейтроноизбыточных ядер [126]. Основной вид запаздывающих процессов вблизи дорожки

$r$ -процесса — испускание нейтронов; с уменьшением нейтронного избытка запаздывающее деление начинает превалировать над испусканием нейтронов. При  $Q_\beta < B_f$  протекают конкурирующие процессы — испускание  $\gamma$ -квантов и запаздывающее деление.

На рис. 5.20 для нейтроноизбыточных изотопов плутония показана зависимость энергий  $Q_\beta$ ,  $B_f$  и  $B_n$  от массового числа, рассчитанная в [83] с использованием массовой формулы Говарда—Мёллера [127]. Для ядер с  $Q_\beta > B_f$ , которые могут испытать  $\beta$ -запаздывающее деление\*), можно выделить три области: I — ядра с  $B_n > Q > B_f$ , для которых идет только ( $\beta^-$ ,  $\gamma$ )-процесс; II — ядра с  $Q_\beta > B_n > B_f$ , для которых  $\beta$ -запаздывающее деление вне конкуренции в области энергий  $B_n - B_f$ ; III — ядра с  $Q_\beta > B_f > B_n$ , для которых запаздывающее деление сильно подавлено за счет конкуренции ( $\beta^-$ ,  $n$ )-процесса.

Как видно из рис. 5.20, так же, как и в работе [40],  $\beta^-$ -запаздывающее деление усиливается за счет коллективных изобарных состояний типа CPS или BSFS. Однако авторы [83] отмечают, что это усиление не может приводить к большой вероятности  $P_{\beta df}$  по следующим причинам.

В области ядер I большая доля интенсивности  $\beta$ -распада идет на низколежащие состояния с энергией  $E < B_f$  и вероятность  $P_{\beta df}$  не может быть слишком большой. В области III также имеет место конкуренция  $\beta$ -переходов на низколежащие уровни дочернего ядра и, кроме того, заселяются уровни с энергией  $E > B_n$ , с которых идет эмиссия запаздывающих нейтронов — процесс более вероятный, чем деление. Указанные причины приводят к существенно меньшим значениям  $P_{\beta df}$  по сравнению с [40].

Более важным фактором, ограничивающим получение сверхтяжелых изотопов плутония является, как видно из рис. 5.20, вынужденное деление ядер нейтронами. Изотопы плутония с  $A > 264$  не могут быть получены путем многократного  $n$ -захвата, так как для них  $E_f < S_n$ .

## § 5.7. Проблема зародышевых ядер

При расчете выходов элементов  $r$ -процесса, как уже было отмечено в § 5.1, важной проблемой является достижение оптимального соотношения концентраций свободных нейтронов и зародышевых ядер. Если нет постоянного источника нейтронов, то для образования всех трех пиков необходимо очень большое отношение концентрации нейтронов к концентрации зародышевых ядер ( $n/p \approx 3-7$ ). При этом приходится предполагать, что концентрация зародышевых ядер в течение всего процесса остается постоянной ( $\rho \approx 10^4$  г/см<sup>3</sup>). На самом деле [134] исчерпание нейтронов происходит значительно быстрее, чем образуются зародышевые ядра. Вопрос состоит в том, какие процессы позволяют обеспечить продолжительное существование зародышевых ядер для синтеза элементов третьего пика. Статические модели  $r$ -процесса объясняют полную кривую выходов

\*)  $\beta$ -запаздывающее деление в тяжелых ядрах экспериментально исследовано лишь в двух случаях:  $^{236}\text{Pa}(\beta^-)^{236}\text{U}(f)$  и  $^{238}\text{Pa}(\beta^-)^{238}\text{U}(f)$  [132]. Обзор экспериментальных исследований и теоретических представлений о механизме запаздывающего деления дан в [133].

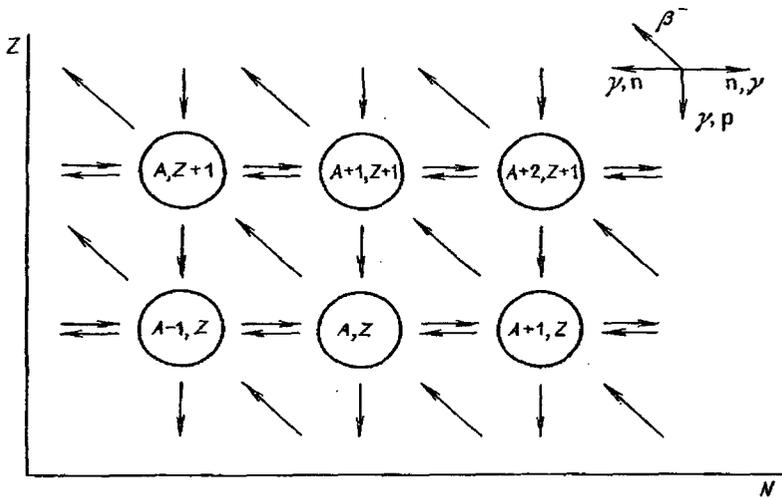


Рис. 5.21. Схема реакций для ядер, участвующих в *rbc*-процессе [135]

искусственно подобранным набором температур и нейтронных плотностей. Динамические модели дают более реальную картину физических условий *r*-процесса и позволяют сгладить четно-нечетные эффекты. Однако ни одна из названных выше моделей не решает полностью проблему зародышевых ядер.

В работе [135] показано, что зародышевые ядра могут быть сохранены в так называемом "*r*-процессе с обратной связью" (*rbc*-процессе). Если не все ядра находятся в термодинамическом равновесии, то при определенных физических условиях одновременно существуют две различные группы ядер, участвующие в *rbc*-процессе (рис. 5.21).

Реакции с нейтронами ( $\gamma, n$ ) и ( $\gamma, p$ ) протекают гораздо быстрее реакций с протонами ( $\gamma, p$ ), ( $p, \gamma$ ) и быстрее  $\beta$ -распада, так что по всем нуклидам с данным  $Z$  имеет место равновесное распределение. Однако начиная с некоторого  $Z^*$ , когда характерное время реакции захвата протона  $\tau_{p\gamma}$  становится больше времени жизни  $\beta$ -распада  $\tau_\beta$ , на выход ядер начинает оказывать существенное влияние  $\beta$ -распад, увеличивающий заряд  $Z$  на единицу. Фотоотделение протона ( $\gamma, p$ ), с другой стороны, может перевести элемент  $(Z + 1)$  в элемент  $Z^*$ .

Чететкин и др. [18, 135] отмечают, что хотя скорость реакции ( $\gamma, p$ ) падает с ростом  $Z$  из-за кулоновского барьера, это падение частично компенсируется уменьшением энергии связи протона с ростом  $A$ . В этом случае ядра с  $Z < Z^*$ , составляющие пик кривой равновесного распределения, описываются уравнениями *e*-процесса. Вторая группа ядер ( $Z > Z^*$ ) с меньшей концентрацией перестает подчиняться уравнениям детального равновесия, испытывая  $\beta$ -распад и протонную эмиссию за счет захвата  $\gamma$ -квантов. Кон-

\*) Основное возражение против реализации этого процесса состоит в малости сечений фотоотделения протона.

центрация этих ядер определяется уравнениями вида

$$\frac{\partial N(Z)}{\partial t} = -\sum_i \lambda_{\gamma p}(A_i, Z)N(A_i, Z) + \sum_i \lambda_{\gamma p}(A_i+1, Z+1)N(A_i+1, Z+1) - \sum_i \lambda_{\beta}(A_i, Z)N(A_i, Z) + \sum_i \lambda_{\beta}(A_i, Z-1)N(A_i, Z-1). \quad (5.46)$$

В условиях стационарного тока ядер ( $Z \rightarrow Z+1$  и  $Z+1 \rightarrow Z$ ) распределение концентраций определяется по формулам термодинамического равновесия

$$\frac{N(A+1, Z)}{N(A, Z)} = f(T, \rho) n_n \exp\left(\frac{S_n}{kT}\right), \quad (5.47)$$

где  $S_n$  — энергия присоединения нейтрона для ядра ( $A, Z$ ).

На рис. 5.22 результаты расчета зависимости концентрации элементов в  $rbc$ -процессе сравниваются с аналогичной зависимостью в  $e$ -процессе. Важное следствие расчета состоит в том, что падение концентрации с ростом  $Z$  не столь быстрое, как в случае полного ядерного равновесия. Падение выходов элементов в интервале от  $A = 80$  до  $A = 120$  по формуле  $rbc$ -процесса составляет 2,5 порядка (по сравнению с наблюдаемыми 1,5 порядка), в то время как по формуле полного ядерного равновесия падение составляет 10 порядков. Дальнейшие вычисления покажут, справедливо ли применение модели  $rbc$ -процесса к более далеким по  $A$ -ядрам.

Проблема зародышевых ядер непосредственно связана с проблемой источников свободных нейтронов: если концентрация зародышевых ядер мала, то необходимы мощные источники свободных нейтронов и, наоборот. В этом отношении  $rbc$ -процесс привлекателен, но пока не ясно, как в условиях вспышки сверхновой получить высокоэнергетичные  $\gamma$ -кванты для заметного вклада реакции ( $\gamma, p$ ) в термодинамику  $r$ -процесса.

Вефель и др. [139] рассмотрели образование нейтронообогащенных ядер в массовой области  $A = 69-77$  (за железным пиком), используя механизм взрывного горения углерода. Впервые реакции нейтронного захвата при плотности нейтронов, недостаточной для производства ядер в классическом  $r$ -процессе, на короткой временной шкале взрывного горения углерода были предложены в работах [140, 141]. Формализм вычисления процесса

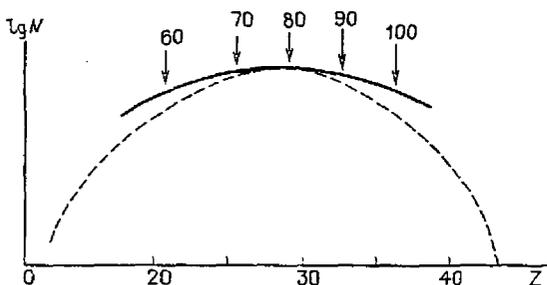


Рис. 5.22. Зависимость от  $Z$  концентрации элементов в  $rbc$ -процессе (сплошная кривая) и в  $e$ -процессе (штриховая кривая) при  $T = 5 \cdot 10^9$  К,  $\rho = 10^9$  г/см<sup>3</sup>. Стрелками отмечены массовые числа тех изотопов, которые для данного элемента в  $rbc$ -процессе имеют максимальное обилие

этого типа, названного  $p$ -процессом, развит Блейком и Шраммом в 1976 г. [90]. В расчетах [139] использован наиболее полный набор реакций нуклеосинтеза при взрывном горении углерода, включающий не только  $(n, \gamma)$ -,  $(\gamma, n)$ -реакции и  $\beta$ -распад, но также  $(p, n)$ -,  $(n, p)$ -,  $(p, \gamma)$ - и  $(p, \alpha)$ -реакции, и показано, что в  $p$ -процессе легко образуются ядра с  $A = 69-77$ , которые могут явиться зародышевыми ядрами для последующего  $r$ -процесса.

Наиболее подходящие условия для  $r$ -процесса, как уже отмечалось в § 5.1, создаются при прохождении сильной ударной волны сверхновой через гелиевую оболочку массивной звезды. Выходы тяжелых элементов, генерирующиеся таким типом  $r$ -процесса, оказываются весьма чувствительны к предполагаемым распределениям зародышевых ядер. Ядра железного пика и непосредственно за ним не могут обеспечить наблюдаемого соотношения пиков  $r$ -процесса в указанном выше механизме. Однако Лэмб с коллегами [142] показали, что поток нейтронов, вызываемый реакцией  $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$  (с последующим захватом его железным пиком) при горении гелия в звездах с  $M \geq 10 M_{\odot}$ , приводит к увеличению примерно в 100 раз выходов ядер  $s$ -процесса в области  $A = 90$ . Таким образом, гелиевые оболочки звезд, которые на длительной временной шкале эволюции служат местом  $s$ -процесса нуклеосинтеза, могут быть источником зародышевых ядер для  $r$ -процесса, инициируемого прохождением мощной ударной волны. Как показано в работе [143], для совместимости с наблюдаемыми выходами ядер  $r$ -процесса в этом случае необходимо обогащение элементов  $s$ -процесса по сравнению с солнечным на один—два порядка.

### § 5.8. $r$ -процесс на основе $s$ -распределения

Коуэн, Камерон, Труран [44] механизм обогащения элементов  $s$ -процесса связывают с резким увеличением температуры и плотности при прохождении фронта ударной волны сверхновой через вещество гелиевых оболочек, которое приводит к значительному повышению эффективности реакции  $(\alpha, n)$ . Начальные условия  $r$ -процесса в их расчетах включают температуру  $8,5 \cdot 10^8$  К и плотность  $10^5$  г/см<sup>3</sup>. Распределение зародышевых элементов выбрано таким, чтобы на шкале  $s$ -процесса при захвате 100 нейтронов на ядро железа относительная концентрация Ba/Sr была в 10 раз больше солнечной (в соответствии с наблюдениями по бариевым звездам). При этих условиях достигается удовлетворительное описание наблюдаемого распределения  $r$ -элементов не только по местоположению пиков, но и по их относительной высоте. Если предполагать распределение зародышевых ядер в гелиевой зоне в точности соответствующим солнечному  $s$ -распределению, соотношение пиков  $r$ -процесса нарушается (пики при  $A = 80, 130$  слишком большие) [144].

В [44] результаты ударного нагревания гелиевой зоны во вспышках сверхновой исследовались при широком наборе начальных температур и плотностей. Было установлено, что для пиковых температур  $\sim 4 \cdot 10^8$  К и пиковых плотностей  $\sim 10^4$  г/см<sup>3</sup>, возникающих после прохождения ударной волны, можно воспроизвести солнечную кривую выходов элементов

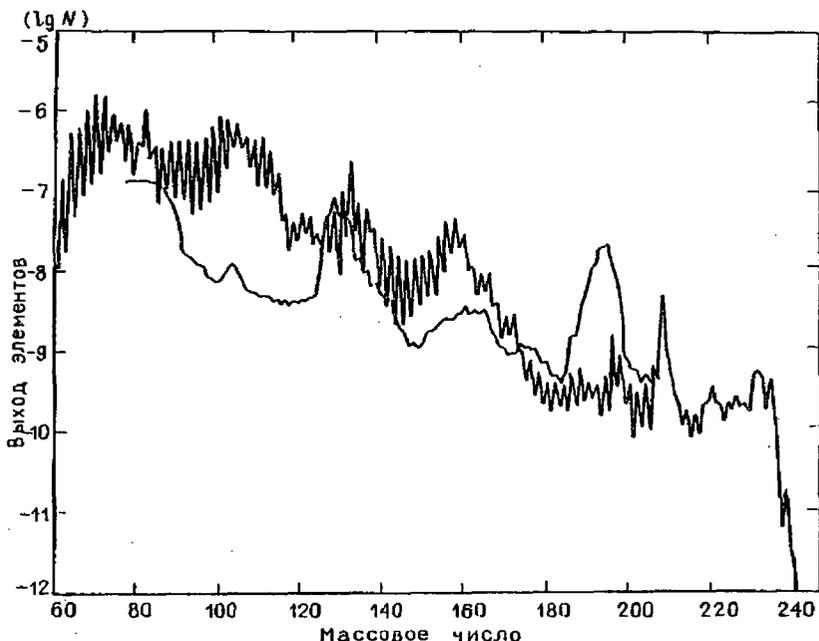


Рис. 5.23. Сравнение выходов элементов  $r$ -процесса, вычисленных в модели Коузэна – Камерона – Трурана [44] при начальных условиях  $T_{\text{max}} = 8,5 \cdot 10^8 \text{ K}$ ,  $\rho_{\text{max}} = 10^5 \text{ г/см}^3$ , с наблюдаемыми солнечными (гладкая кривая)

$r$ -процесса. Эти условия соответствуют скорости ударной волны в гелиевой зоне  $\sim 4000 \text{ км/с}$  (в отличие от  $6800 \text{ км/с}$  при начальных условиях [144]). Источником нейтронов, инициирующим  $r$ -процесс, служит в этом случае реакция  $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ . Реакции с участием  $^{22}\text{Ne}$  и  $^{18}\text{O}$  не дают достаточного количества нейтронов. Входные ядерные данные в расчетах [44, 144] включают сечения нейтронного захвата и скорости  $\beta$ -распада для 6033 ядер с зарядом от  $Z = 14$  до  $Z = 114$ . Скорости  $\beta$ -распада рассчитывались из гросс-теории. При этом точного соответствия расчетной кривой выходов с наблюдаемой не получается (рис. 5.23). Авторы [144] отмечают, что подгонка улучшится, если увеличить скорость  $\beta$ -распада тяжелых ядер в 5–10 раз. Однако из результатов, показанных на рис. 5.24, наряду с правильным воспроизведением хода кривой очевидно также явное смещение положения расчетных пиков в сравнении с наблюдаемым.

В расчетах  $r$ -процесса [129, 143–145] было использовано приближение постоянного тока ядер:

$$\frac{dn(Z, A)}{dt} = 0,$$

$$\langle \sigma v(Z, A-1) \rangle N(Z, A-1)N_n + \lambda_{\gamma n}(Z, A+1)N(Z, A+1) + \\ + \lambda_{\beta 0}(Z-1, A)N(Z-1, A) + \lambda_{\beta 1}(Z-1, A+1)N(Z-1, A+1) +$$

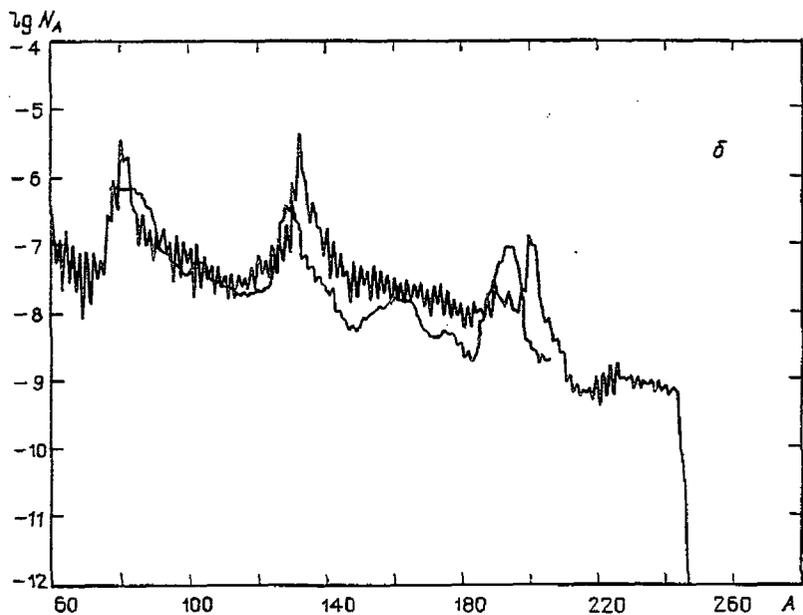
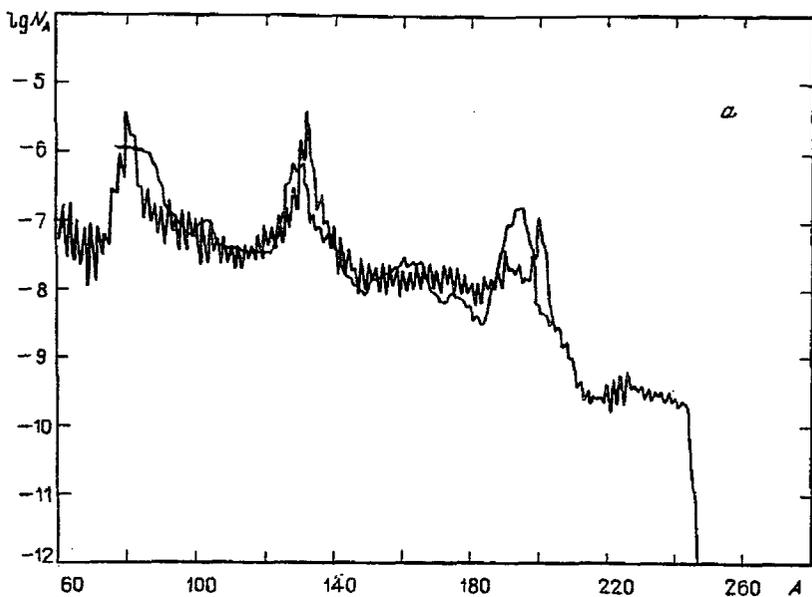


Рис. 5.24. Сравнение рассчитанных в модели Коуэза – Камерона – Трурана выходов элементов с наблюдаемыми солнечными при тех же начальных условиях, что и на рис. 5.23, но при скоростях  $\beta$ -распада нейтроноизбыточных ядер, увеличенных в 5 (а) и 10 (б) раз [44]

$$\begin{aligned}
& + \lambda_{\beta 2}(Z-1, A+2)N(Z-1, A+2) + \lambda_{\beta 3}(Z-1, A+3)N(Z-1, A+3) = \\
& = \langle \sigma v(Z, A) \rangle N(Z, A)N_n + \lambda_{\gamma n}(Z, A)N(Z, A) + \\
& + [\lambda_{\beta 0}(Z, A) + \lambda_{\beta 1}(Z, A) + \lambda_{\beta 2}(Z, A) + \lambda_{\beta 3}(Z, A)]N(Z, A). \quad (5.48)
\end{aligned}$$

Здесь  $\lambda_{\beta i}$  — скорость  $\beta$ -распада сиспусканием  $i$ -запаздывающих нейтронов ( $i = 0, 1, 2, 3$ ).

В сети реакций в качестве "начального" ядра был выбран  $^{28}\text{Si}$ , перецикловка за счет деления не учитывалась. В этом случае скорость поступления ядер в сеть реакций равна скорости их выхода (стационарный ток ядер).

В классических моделях  $r$ -процесса для расчета выходов обычно используется приближение "точки ожидания" (см. § 5.2), в котором принимается  $\tau_{n\gamma} \ll \tau_{\beta}$  до тех пор, пока после многократного захвата нейтронов не достигается точка ожидания, где имеет место равновесие  $\lambda_{n\gamma} \rightleftharpoons \lambda_{\gamma n}$ . Это приближение означает пренебрежение  $\beta$ -распадом вдоль дорожки  $r$ -процесса до точки ожидания. Оно предполагает наличие достаточно большого нейтронного потока и высокой температуры.

В расчетах [44, 143–145] не было использовано приближение точки ожидания (ПТО), так как поток нейтронов в реакциях  $(\alpha, n)$  не столь велик, как в классическом  $r$ -процессе. Справедливость этого приближения в работе [147] исследована в модели стационарного тока ядер.

Был получен очень важный вывод о необходимости учета в  $r$ -процессе сечений нейтронного захвата\*). В численном эксперименте, показанном на рис. 5.25, нижние кривые (а, б) были рассчитаны в предположении  $\langle \sigma v \rangle = 10^{-18} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1} = \text{const}$  для всех ядер сети реакций. Плотность нейтронов выбрана  $10^{20} \text{ см}^{-3}$ . Кривая а получается из выходов кривой б с учетом  $\beta$ -распадов в долину  $\beta$ -стабильности.

Верхние кривые рис. 5.25 представляют собой соответственно: в — результаты расчета выходов  $r$ -процесса со стационарным током ядер в тех же условиях, но с использованием конкретного набора значений  $\langle \sigma v \rangle$  [147], г — наблюдаемое распределение солнечных выходов.

Из рисунка ясно, что характерные черты кривой выходов  $r$ -процесса целиком определяются сечениями нейтронного захвата! Этот результат резко отличается от классической ситуации  $r$ -процесса, в которой справедливо ПТО и конкретные значения сечений нейтронного захвата не играют роли. Для проверки применимости ПТО Камерон, Коуэн и Труран вычислили логарифм отношения числа фотораспадов в секунду к числу нейтронных захватов  $\lg \frac{n_{\gamma n}}{n_{n\gamma}}$  для одного и того же набора ядер с данным  $Z$  при различ-

захватов  $\lg \frac{n_{\gamma n}}{n_{n\gamma}}$  для одного и того же набора ядер с данным  $Z$  при различ-

\*) В работе [77] справедливость приближения точки ожидания исследована путем сравнения результатов расчетов на основе общих кинетических уравнений ядерных реакций с результатами в предположении статистического равновесия при температуре  $T = 10^9 \text{ К}$  и плотности нейтронов  $n_n = 10^{24} \text{ см}^{-3}$ ,  $n_n = 10^{22} \text{ см}^{-3}$ . В этой работе также был получен вывод о чувствительности кривой выхода элементов к термодинамическим условиям  $r$ -процесса и ядерным параметрам, включая сечения нейтронного захвата.

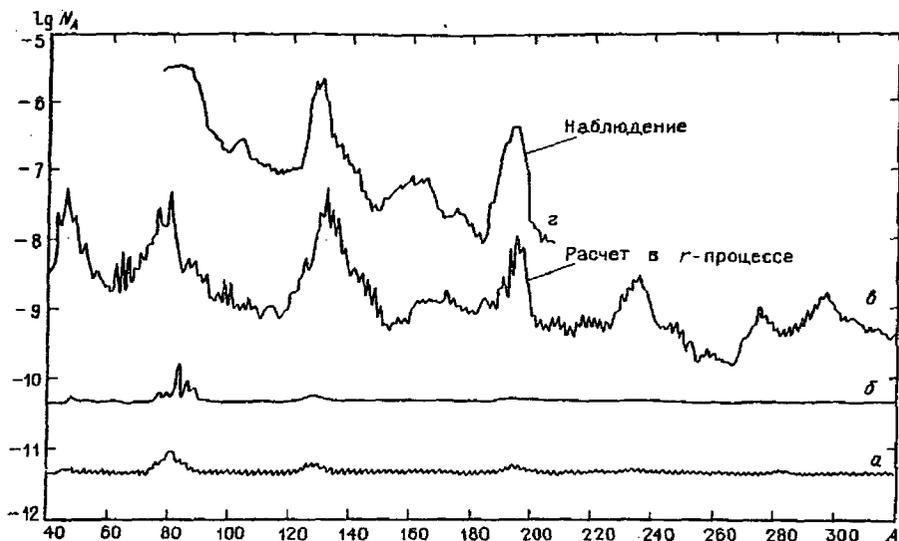


Рис. 5.25. Численный эксперимент Коузэна – Камерона – Трурана [144], иллюстрирующий влияние значений сечений нейтронного захвата  $\sigma_{n\gamma}$  на кривую выходов элементов  $r$ -процесса

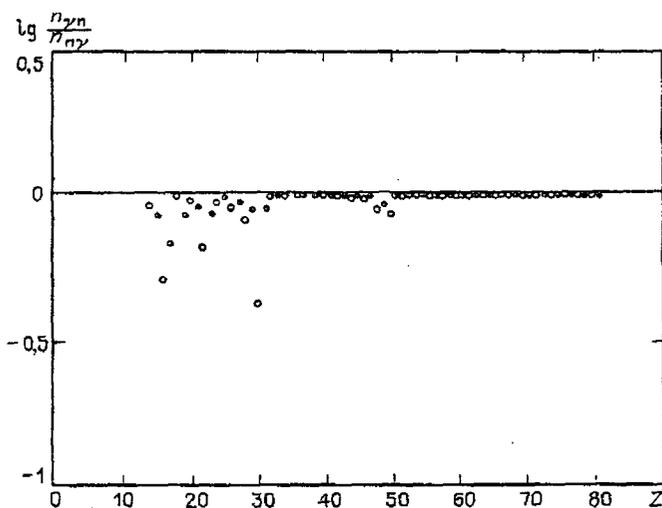


Рис. 5.26. Численный эксперимент Коузэна – Камерона – Трурана [144] по проверке справедливости приближения точки ожидания. Выбраны условия, характерные для взрывного горения углерода ( $T = 2 \cdot 10^9$  К,  $n_n = 10^{20}$  см $^{-3}$ )

ных температуре и плотности нейтронов. Можно считать ПТО разумным, если это отношение превышает 0,5.

Первый численный эксперимент был выполнен при  $T_9 = 0,3$  и  $n_n = 10^{20}$  см $^{-3}$  (условия, характерные для нейтронного источника  $^{13}\text{C}$  в вырожденной гелиевой оболочке после тепловой вспышки). В этом слу-

чае ПТО оказалось совершенно неприемлемым. С увеличением температуры до  $T_9 = 0,9$  (нейтронные источники —  $(\alpha, n)$  реакции на ядрах с  $A = 4n + 1$  вплоть до  $^{25}\text{Mg}$ ) приближение точки ожидания становится справедливым для  $Z \geq 70$ , но по-прежнему неудовлетворительно при меньших  $Z$ . Лишь при температуре  $T_9 = 2$ , типичной для взрывного горения углерода, ПТО корректно почти для всех  $Z$  (рис. 5.26).

При больших плотностях нейтронов  $n_n = 10^{25} \text{ см}^{-3}$  ( $T_9 = 0,5-0,9$ ) приближение точки ожидания также удовлетворительно, кроме области магических чисел нейтронов  $N = 50, 82, 126$  (рис. 5.27).

В работе [146] по сравнению с [44] рассчитан  $r$ -процесс при взрывном горении гелия с учетом скоростей  $\beta$ -распада, вычисленных Клапдором. Было установлено, что пики выходов  $r$ -процесса при  $A = 80, 130$  превосходно описываются, если выбрать  $n_n = 10^{20} \text{ см}^{-3}$ , а время стационарного тока ядер  $\leq 0,1$  с. Однако для удовлетворительного объяснения пика при  $A = 195$  требуются другие условия:  $n_n \approx 10^{21} \text{ см}^{-3}$ , время стационарного тока  $\leq 0,01$  с. При этом индивидуальные особенности выходов по-прежнему существенно зависят от сечений нейтронного захвата и скоростей  $\beta$ -распада.

Взрывающаяся гелиевая оболочка массивной звезды в качестве места  $r$ -процесса была предложена независимо Хиллебрандтом и Тилеманом [37] и Трураном, Коузном, Камероном [144] (ТКК). В дальнейших ра-

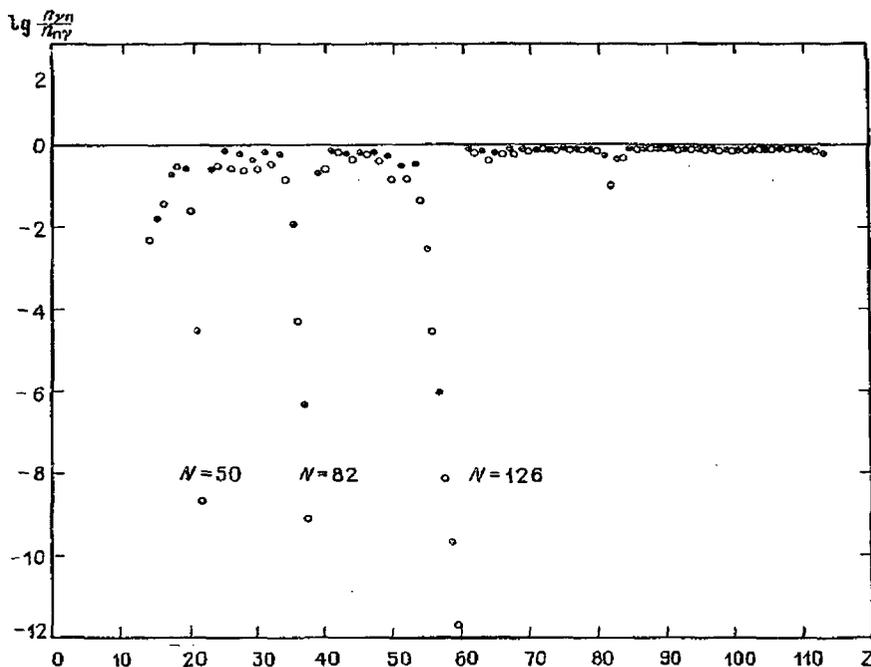


Рис. 5.27. Численный эксперимент Коузэна — Камерона — Трурана [144] по проверке справедливости приближения точки ожидания при высоких нейтронных плотностях  $n_n = 10^{25} \text{ см}^{-3}$ ,  $T = 0,5 \cdot 10^9 \text{ К}$

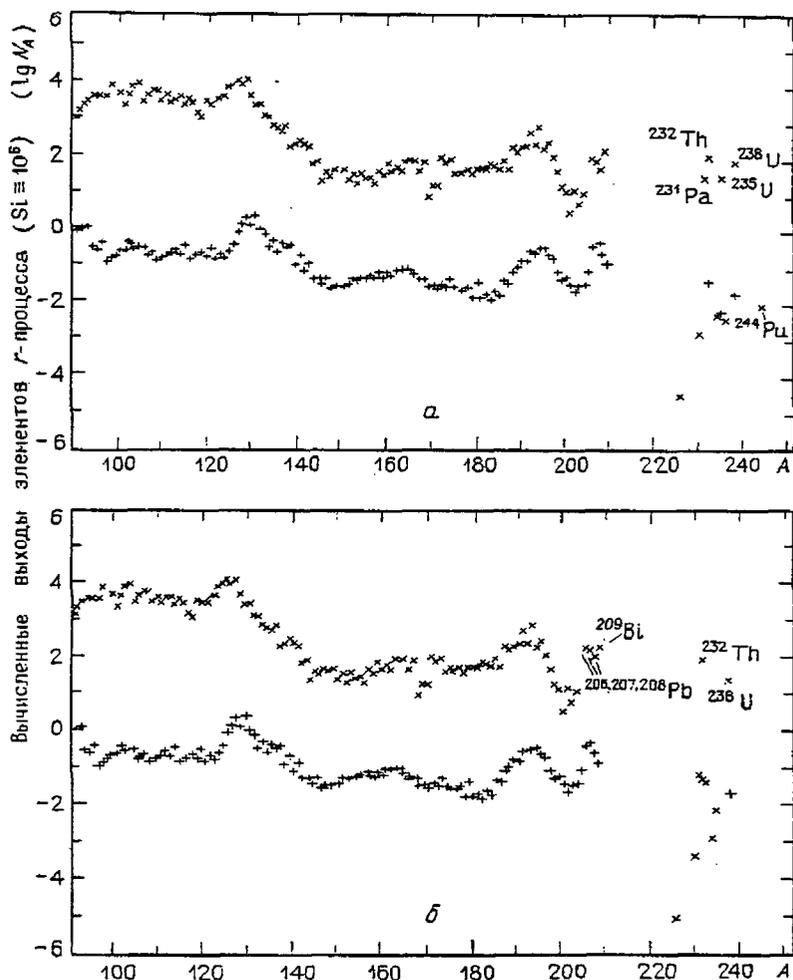


Рис. 5.28. Выходы элементов  $r$ -процесса, вычисленные в работе Тилемана, Метцингера и Кладнора [40]: через  $10^9$  лет (а), через  $10^{10}$  лет после всплеска нуклеосинтеза (б)

ботах группы ТКК этот тип  $r$ -процесса рассматривался в приближении стационарного тока ядер, о котором говорилось выше. Расчеты западногерманской группы основаны на сети ядерных реакций с wybranными начальными условиями  $T_9^0 = 0,4$  и  $\rho_0 = 3 \cdot 10^3$  г/см<sup>3</sup>. Рассматривалась модель звезды с массой  $25 M_{\odot}$  [148]. Источником нейтронов для  $r$ -процесса служила реакция  $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ , которая при разогревании гелиевой оболочки ударной волной обеспечивает плотность нейтронов  $2 \cdot 10^{19}$  см<sup>-3</sup> на временной шкале 0,4 с\*).

\*) В [44] отмечается, что реакция  $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)$  не обеспечивает необходимого потока нейтронов.

В модели западно-германской группы, так же как и в работах ТКК  $r$ -процесс рассчитывается на основе предшествующего  $s$ -распределения. Результаты расчета существенно зависят от количества  $^{22}\text{Ne}$  и степени его выгорания, а также от распределения элементов перед прохождением ударной волны.

В одной из последних работ [40] Кладдором и др. получено превосходное согласие с наблюдаемыми  $r$ -выходами в Солнечной системе (рис. 5.28). Эта работа указывает на важность микроскопических ядерных расчетов при описании  $r$ -процесса. Однако недавние экспериментальные данные по периодам полураспада нейтроноизбыточных нуклидов [149, 150] не согласуются с расчетами [40]. Поэтому ядерно-физические проблемы  $r$ -процесса по-прежнему требуют своего решения: необходимо дальнейшее накопление экспериментальных данных и развитие микроскопических расчетов.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Cameron A.G.W. // *Astroph. and Space Sci.* — 1982. — V. 82. — P. 123–131.
2. Brown G.E., Bethe H.A., Gordon Baym // *Nucl. Phys.* — 1982. — V. A375. — P. 481–532.
3. Зельдович Я.Б., Новиков И.Д. *Строение и эволюция Вселенной.* — М.: Наука, 1975.
4. Blake J.B., Schramm D.N. // *Astroph. Space Sci.* — 1974. — V. 30. — P. 275–290.
5. Cameron A.G.W., Truran J.W. // *Icarus.* — 1977. — V. 30. — P. 447–461.
6. Truran J.W., Cowan J.J., Cameron A.G.W. // *Astroph. J.* — 1981. — V. 241. — P. 1090–1093.
7. Klapdor H.V., Oda T., Metzinger J., Hillebrandt W., Thielemann F.-K. // *Z. Phys. Atoms and Nuclei.* — 1981. — V. 299. — P. 213–229.
8. Hillebrandt W., Klapdor H.V., Oda T., Thielemann F.-K. // *Astron. Astroph.* — 1981. — V. 99. — P. 195.
9. Иванова Л.Н., Имшенник В.С., Четкин В.М. // *Астрон. журн.* 1977. — Т. 54, вып. 2. — С. 354–366.
10. Иванова Л.Н., Имшенник В.С., Четкин В.М. // *Астрон. журн.* — 1977. — Т. 54, вып. 5. — С. 1009–1026.
11. Arnett W.D. // *Astroph. Space Sci.* — 1969. — V. 5. — P. 180.
12. Rakavy G., Shaviv G., Zinamon Z. // *Astroph. J.* — 1967. — V. 50. — P. 131.
13. Arnett W.D. // *Ibid.* — 1978. — V. 219. — P. 1008. — P. 1016.
14. Fraley G. // *Astroph. Space Sci.* — 1968. — V. 2. — P. 96.
15. Finzi A., Wolf R.A. // *Astrophys. J.* — 1967. — V. 150. — P. 115–129.
16. Koverz A., Shaviv G. // *Astroph. Space Sci.* — 1973. — V. 23. — P. 385–390.
17. Sugimoto D., Nomoto K. // *Space Sci. Rev.* — 1980. — V. 25. — P. 155–227.
18. Четкин В.М., Герништейн С.С., Имшенник В.С., Иванова Л.Н., Хлопов М.Ю. // *Astroph. and Space Sci.* — 1980. — V. 67. — P. 61–97.
19. Птицын Д.А., Четкин В.М. // *Письма в Астрон. журн.* — 1980. — Т. 6. — С. 110.
20. Имшенник В.С., Хохлов А.М. // *Там же.* — 1984. — Т. 10, № 8. — С. 631–640.
21. Seeger P.A., Fowler W.A., Clayton D.D. // *Astroph. J. Suppl. Ser.* — 1965. — V. 11. — P. 121–166.
22. Ohnishi T. // *Techn. Rep. Inst. Atom. Energy Kyoto Univ.* — 1971. — No. 154.
23. Hillebrandt W. // *Space. Sci. Rev.* — 1978. — V. 21. — P. 639–702.
24. Arnett W.D., Truran J.W. // *Astroph. J.* — 1970. — V. 160. — P. 959–970.
25. Epstein R.I., Arnett W.D. // *Astroph. J.* — 1975. — V. 201. — P. 202–211.
26. Takahashi K., El Eid M.F., Hillebrandt W. // *Astron. Astroph.* — 1978. — V. 67. — P. 185–197.

27. *Symbalisty E.M.D., Schramm D.N.*//Astroph. J. - 1982. - V. 242. - P. 143-145.
28. *Tinsley B.M.*//Proc. Texas Workshop on Type I Supernovae/Ed. J.G. Wheeler. - Austin: Univ. of Texas Press. - 1980. - P. 196.
29. *Бисноватый-Коган Г.С., Четчекин В.М.*//УФН. - 1979. - Т. 127, вып. 2. - С. 263-296.
30. *Hoyle F., Fowler W.A.*//Nature. - 1963. - V. 197. - P. 533-535.
31. *Wagoner R.V., Fowler W.A., Hoyle F.*//Astroph. J. - 1967. - V. 148. - P. 3-50.
32. *Wagoner F.W.*//Astroph. J. Suppl. - 1969. - V. 18. - P. 247-295; Astroph. J. 1973. - V. 179. - P. 343-360.
33. *Rees M.J.*//Phys. Sci. - 1978. - V. 17. - P. 371-376.
34. *Rowan-Robinson M.J. et al.*//Nature. - 1979. - V. 281. - P. 625.
35. *Варшавович Д.А., Херсонский В.К., Сюняев Р.А.*//Астрофизика. - 1981. - Т. 17. - С. 487-493.
36. *Trimble V.*//Rev. Mod. Phys. - 1983. - V. 55. - No. 2. - P. 511-562.
37. *Hillebrandt W., Thielemann F.K.*//Mitt. Astron. Ges. 1977. - V. 43. - P. 234.
38. *Truran J.W., Cowan J.J., Cameron A.G.W.*//Astroph. J. Lett. - 1978. - V. 222. - P. L63-L68.
39. *Blake J.B., Woosley S.E., Weaver T.A. and Schramm D.N.*//Astroph. J. - 1981. - V. 248. - P. 315-320.
40. *Thielemann F.K., Metzinger J., Klapdor H.V.*//Zs. Phys. A - Atoms and Nuclei. - 1983. - V. 309. - P. 301-317.
41. *Klapdor H.V., Metzinger J., Oda T., Thielemann F.K.*//Proc. 4-th Internat. Conf. on Nuclear far from stability. - Helsingfors. 1981, CERN-Rep. 81-09. - P. 341-350.
42. *Klapdor H.V.* Международная школа-семинар по физике тяжелых ионов в Алуште. - Дубна, 1983. - С. 128.
43. *Klapdor H.V., Metzinger J., Oda T.*//ADNDT. - 1984. - V. 31. - P. 81.
44. *Cowan J.J., Cameron A.G.W., Truran J.W.*//Astroph. J. - 1983. - V. 265. - P. 429-442.
45. *Чечев В.П., Крамаровский Я.М.*//УФН. - 1975. - Т. 116, вып. 4. - С. 687-708.
46. *Trivedi B.M.P.*//Astroph. J. - 1977. - V. 215. - P. 877-884.
47. *Clayton D.D.*//Space. Sci. Rev. - 1979. - V. 24. - P. 147-226.
48. *Reeves H.*//Astron. Astroph. - 1971. - V. 13. - P. 337-359.
49. *Burbidge E.M., Burbidge G.R., Fowler W.A. and Hoyle F.*//Rev. Mod. Phys. 1957. - V. 29. - P. 547-650.
50. *Cameron A.G.W.* 1957. Stellar Evolution Nuclear Astrophysics and Nucleosynthesis. - Chalk River. Rep. CRL-41.
51. *Ward R.A., Newman M.J., Clayton D.D.*//Astroph. J. Suppl. - 1976. - V. 31. - P. 33-59.
52. *Чечев В.П., Крамаровский Я.М.*//УФН. - 1981. - Т. 34. - С. 431-467.
53. *Bateman H.*//Proc. Camb. Phil. Soc. - 1910. - V. 15. - P. 423-427.
54. *Kritchman E.H., Kozlowsky B.-Z., Shaviv G.*//Astron. Astroph. - 1974. - V. 35. - P. 345-351.
55. *Garvey G.T., Gerace W.I., Jaffe R.L. et al.*//Rev. Mod. Phys. - 1969. - V. 41. - P. S.1-80.
56. *Kodama T., Takahashi K.*//Phys. Lett. - 1973. - V. 43B, No. 3. - P. 167-169.
57. *Myers W.D., Swiatecki W.J.*//Nucl. Phys. - 1966. - V. 81. - P. 1-60.
58. *Kodama T. and Takahashi K.*//Nucl. Phys. - 1975. - V. A239 - P. 489-510.
59. *Cameron A.G.W., Delano M.D., Truran J.W.*//CERN. - 1973. - Rep. 70-30. - V. 2. - P. 735.
60. *Sato K., Nakazawa K., Ikeuchi S.*//Prog. Theor. Phys. - 1973. - V. 49. - P. 1166-1183.
61. *Schramm D.N.*//Astroph. J. - 1973. - V. 185. - P. 293-301.
62. *Schramm D.N.*//Explosive Nucleosynthesis/Ed. by D.N. Schramm and W.D. Arnett. - Austin: Univ. of Texas. 1973. - P. 84.
63. *Hillebrandt W., Takahashi K., Kodama T.*//Astron. Astroph. - 1976. - V. 52. - P. 63.
64. *Hillebrandt W., Takahashi K.*//CERN. - 1976. - Rep. 76-13. - P. 580-583.
65. *Ohnishi T.*//Techn. Rep. Inst. Atom. Energy Kyoto Univ. - 1972. - No. 158.
66. *Blake J.B. and Schramm D.N.*//Astroph. Lett. - 1973. - V. 14. - P. 207-211.
67. *Ohnishi T.*//Techn. Rep. Ints. Atom. Energy Kyoto Univ. - 1977. - No. 173.
68. *Sato K.*//Prog. Theor. Phys. - 1974. - V. 51. - P. 726-744.
69. *Michand G. and Fowler W.A.*//Phys. Rev. C. - 1970. - V. 2, No. 6. - P. 2041-2049.
70. *Blake J.B., Schramm D.N.*//Astroph. J. - 1973. - V. 179. - P. 569-584.
71. *Seeger P.A. and Howard W.M.*//Nucl. Phys. - 1975. - V. A238. - P. 491-532.

72. *Vandenbosch R. and Huizenga.* Nuclear Fission. — New York; London: Acad. Press. 1973.
73. *Nix J.R.*//Nucl. Phys. — 1969. — V. A130. — P. 241–292.
74. *Taagepera B. and Nurmi M.*//Ann. Acad. Sci. Fennicae. — 1961. — V. A6–78. — P. 1.
75. *Gilbert, Cameron A.G.W.*//Can. J. Phys. — 1965. — V. 43. — P. 1446–1496.
76. *Nix J.R.*//Phys. Lett. — 1969. — V. 30B. — P. 1–4.
77. *Лютостанский Ю.С. и др.* — Препринт ИИПМ, № 95, 1984.
78. *Groote H. von, Hilf E.R. and Takahashi K.*//ADNDT. — 1976. — V. 17. — P. 418–427.
79. *Hilf E.R., Groote H. von., Takahashi K.*//CERN. — 1976. — Rep. 76–13. — P. 142–148.
80. *Möller P., Nix J.R.*//ADNDT. — 1981. — V. 26. — P. 165–196.
81. *Матвеев Г.Е., Явущиц С.В.*//Тезисы доклада на XXXVI Совещании по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. — Харьков. — 1986. — С. 185.
82. *Колесников Н.М., Вымятин В.М.*//Прикладная ядерная спектроскопия: Вып. 10. — М.: Атомиздат, 1981. — С. 229.
83. *Лютостанский Ю.С.*//Изв. АН СССР. Сер. физ. — 1986. — Т. 50, № 5. — С. 834–846.
84. *Dobaczewski J. et al.*//Nucl. Phys. — 1984. — V. A422. — P. 103–144.
85. *Mathews G.J., Ward R.A.*//Rep. Progr. Phys. — 1985. — V. 48. — P. 1371–1418.
86. *Фаулер У.А., Хойл Ф.* Нейтронные процессы с образованием пар в массивных звездах и сверхновых. — М.: Мир, 1976.
87. *Holmes J.A., Woosley S.F., Fowler W.A., Zimmerman V.A.*//ADNDT. — 1976. — V. 18. — P. 305–412.
88. *Быков А.А., Витман В.Д., Мороз Ф.В., Наумов Ю.В.*//Препринт ЛИЯФ, — 1980. — № 562.
89. *Александркин В.Г., Лютостанский Ю.С., Панов И.В.*//Ядерная физика. — 1981. — Т. 34. — С. 1451–1463.
90. *Blake J.B. and Schramm D.N.*//Astroph. J. — 1976. — V. 209. — P. 846–849.
91. *Wene C.O., Johansson S.A.E.*//Proc. 3-rd Intern. Conf. on Nucl. far from stability Cargese, 1976, CERN-Rep. 76–13. — P. 584–589.
92. *Wene C.O., Johansson S.A.E.*//Phys. Scr. — 1974. — V. 10A. — P. 156–162.
93. *Yamada H.*//Bull. Sci. Eng. Res. Lab. Waseda University. — 1965. — No. 31/32.
94. *Takahashi K., Yamada M.*//Prog. Theor. Phys. — 1969. — V. 41. — P. 1470–1503.
95. *Hillebrandt W., Thielemann F.K.*//Astron. Astroph. — 1977. — V. 58. — P. 357–362.
96. *Klapdor H.V. and Wene C.O.*//Astroph. J. — 1979. — V. 230. — P. L113–L115.
97. *Koyama S.I., Takahashi K. and Yamada M.*//Prog. Theor. Phys. — 1970. — V. 44. — P. 663–688.
98. *Takahashi K., Yamada M. and Kondoh T.*//ADNDT. — 1973. — V. 12. — P. 101–142.
99. *Klapdor H.V. and Wene C.O.*//J. Phys. G. — 1980. — V. 6. — P. 1061–1104; Nucleonica. — 1980. — V. 25. — P. 105–132; Изв. АН СССР. Сер. физика. — 1980. — Т. 44. С. 2–25.
100. *Klapdor H.V.*//Phys. Lett. — 1976. — V. 65B. — P. 35–37.
101. *Klapdor H.V.*//Report MPI-H. — 1979. — No. 13. — P. 1979.
102. *Klapdor H.V., Wene C.O., Isosimov I.N. and Naumov Y.W.*//Phys. Lett. — 1978. — V. 78B. — P. 20–23.
103. *Klapdor H.V., Wene C.O., Isosimov I.N., Naumov Yu.W.*//Zs. Phys. — 1979. — V. A292. — P. 249–256.
104. *Kratz K.L. et al.*//Nucl. Phys. — 1979. — V. A317. — P. 335–362.
105. *Алхазов Г.Д. и др.*//Письма в ЖЭТФ. — 1980. — Т. 32. — С. 68–70.
106. *Bogdanow D.D. et al.*//Nucl. Phys. — 1978. — V. A303. — P. 145–153.
107. *Roeckl E. et al.*//Zs. Phys. — 1980. — V. A294. — P. 221–232.
108. *Klapdor H.V.*//Phys. Lett. — 1971. — V. 35B. — P. 405–407.
109. *Gaarde C., Kemp K. et al.*//Nucl. Phys. — 1972. — V. A184. — P. 241–252.
110. *Schramm D.N.*//Ann. Rev. Astron. Astroph. — 1974. — V. 12. — P. 383–406.
111. *Horen D.J. et al.*//Phys. Lett. — 1980. — V. 95B. — P. 27–30.
112. *Bainum D.E. et al.*//Phys. Rev. Lett. — 1980. — V. 44. — P. 1751–1754.
113. *Gaarde C. et al.*//Nucl. Phys. — 1980. — V. A334. — P. 248–268.
114. *Klapdor H.V.*//Report MPI-H. — 1984. — V. 15.
115. *Наумов Ю.В., Крафт О.Е.* Изотопия в ядерной физике. — Л.: Наука, 1972.
116. *Klapdor H.V.*//Phys. Bl. — 1982. — V. 38, No. 7. — P. 182.
117. *Klapdor H.V., Oda T.*//Astroph. J. — 1982. — V. 242. L49–L52.

118. Hill D.L., Wheeler J.A. //Phys. Rev. - 1953. - V. 89. - P. 1102-1144.
119. Brown G.E. and Bolsterli J. //Phys. Rev. Lett. - 1959. - V. 3. - P. 472-475.
120. Petrov B.F., Naumov Yu.W. and Klapdor H.V. //Zs. Phys. - 1979. - V. A292. - P. 73-78.
121. Fowler W.A., Caughlan G.R. and Zimmermann B.A. //Ann. Rev. Astron. Astroph. - 1975. - V. 13. - P. 69-112.
122. Fiset E.O., Nix J.R. //Nucl. Phys. - 1972. - V. A193. - P. 647-671.
123. Boleu R., Nilsson S.G., Sheline R.M., Takahashi K. //Phys. Lett. - 1972. - V. 40B. - P. 517-521.
124. Schramm D.N. and Fiset E.O. //Astroph. J. - 1973. - V. 180. - P. 551-570.
125. Howard W.M. and Nix J.R. //Nature. - 1974. - V. 247. - P. 17-20.
126. Гапонов Ю.В., Лютоостанский Ю.С. //ЭЧАЯ. - 1981. - Т. 12, вып. 6. - С. 1324-1363; Lyutostansky Yu.S., Panov I.V. //Z. Phys. A. 6 1983. - V. 313. - P. 235-238.
127. Howard W.M., Möller P. //ADNDT. - 1980. - V. 25. - P. 219-285.
128. Jeukenne J.P., Lejeune A., Mahaux C. //Phys. Rev. C. - 1977. - V. 16. - P. 80-96.
129. Cowan J.J. et al. //Proc. 3-rd Workshop of the Advanced School of Astronomy (Erice) on Stellar Nucleosynthesis/Ed. C. Chioldi. - Dordrecht: D. Reidel, 1983. - P. 151.
130. Klapdor H.V., Metzinger J., Oda T. //Rep. MPI-H. - 1981. - V. 47.
131. Лютоостанский Ю.С., Панов И.В., Синюкова О.Н., Четкин В.М. //Ядерная физика. - 1986. - Т. 44, вып. 1 (7). С. 66-79.
132. Гангерский Ю.С., Маринеску Г.М., Миллер М.Б. //Там же. - 1978. - Т. 27. - С. 894.
133. Кузнецов В.И. //ЭЧАЯ. - 1981. - Т. 12, вып. 6. - С. 1285-1323.
134. Hillebrandt W., Thielemann F.-K. //Astron. Astroph. - 1977. - V. 58. - P. 357-362.
135. Птицын Д.А., Четкин В.М. //Письма в Астрон. журн. - 1982. - Т. 8, № 10. - С. 600-606.
136. Lund E., Hoff P. et al. //Zs. Phys. A. - Atoms and Nuclei. - 1980. - V. 294. - P. 233-240.
137. Ristori C. et al. //Ibid. - 1979. - V. 290. - P. 311-318.
138. Engler G., Neeman E. //Nuclear. Phys. - 1981. - V. A367. - P. 29-40.
139. Wefel J.B., Schramm D.H., Blake J.B., Pridmore-Brown D. //Astroph. J. Suppl. Ser. - 1981. - V. 45. - P. 565-584.
140. Howard W.H., Arnett W.D., Clayton D.D. and Woosley S.E. //Phys. Rev. Lett. - 1971. - V. 27. - P. 1607-1610.
141. Howard W.H., Arnett W.D., Clayton D.D., Woosley S.E. //Astroph. J. - 1972. - V. 175. - P. 201-216.
142. Lamb S.A., Howard W.H., Truran J.W. and Iben I.Jr. //Astroph. J. - 1977. - V. 217. - P. 213-222.
143. Cowan J.J., Cameron A.G.W., Truran J.W. //Astroph. J. - 1980. - V. 241. - P. 1090-1093.
144. Truran J.W., Cowan J.J. and Cameron A.G.W. //Astroph. J. - 1978. - V. 222. - L63-L68.
145. Cowan J.J., Cameron A.G.W., Truran J.J. //Astroph. J. - 1982. - V. 252. - P. 348-355.
146. Cameron A.G.W., Cowan J.J., Klapdor H.V., Metzinger J., Oda T. and Truran J.W. Steady flow approximation to the helium r-process. - Preprint 1983, Cambridge, M.A.
147. Cameron A.G.W., Cowan J.J. and Truran J.W. The waiting point approximation in r-process calculations. - Preprint 1983, Cambridge, M.A.
148. Weaver T.A., Zimmermann G.B. and Woosley S.E. //Astroph. J. - 1978. - V. 225. - P. 1021-1029.
149. Kratz K.-L. //Nuclear. Phys. - 1984. - V. 417A. - P. 447-476.
150. Bosch U., Schmidt-Ott W.D. et al. //Phys. Lett. - 1985. - V. 164B, No. 1, 2, 3. - P. 22-26.

Как мы видели из содержания предыдущих глав, синтез ядер тяжелее железа осуществляется в природе в основном с помощью процессов нейтронного захвата. Нуклиды, образующиеся в *s*- и *r*-процессах, обогащены нейтронами. Деление ядер также приводит к образованию осколков с избытком нейтронов.

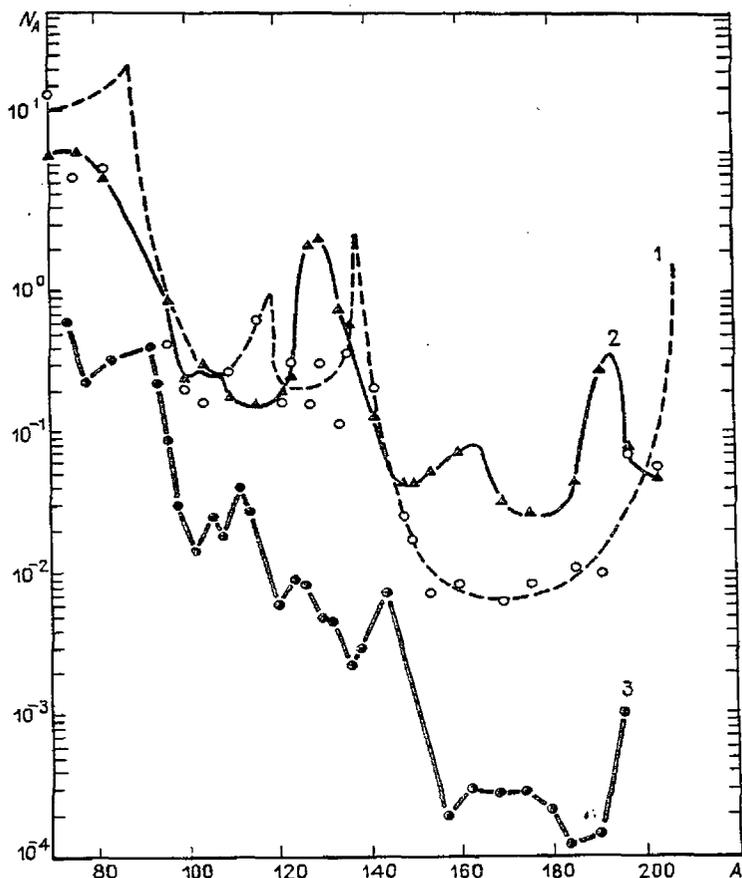


Рис. 6.1. Распределение нуклидов в Солнечной системе: 1 — ядра, образованные в процессе медленного захвата нейтронов, 2 — ядра, образованные в процессе быстрого захвата нейтронов, 3 — обойденные ядра

Однако многие стабильные изотопы тяжелых элементов, начиная с селена, обедненные нейтронами ( $^{74}\text{Se}$ ,  $^{78}\text{Kr}$ ,  $^{84}\text{Sr}$  и т.д.), оказываются в стороне от путей нейтронного захвата и не могут быть образованы в  $s$ - и  $r$ -процессах нуклеосинтеза. Такие ядра получили название "обойденных".

Наблюдаемые выходы обойденных ядер в Солнечной системе показаны на рис. 6.1. Отметим основные особенности кривой выходов обойденных ядер. Она обнаруживает сходство с кривой распространенности ядер, образующихся в процессах нейтронного захвата (с учетом деления тяжелых ядер), но выходы обойденных ядер существенно меньше (на два-три порядка). Отношение выходов обойденных ядер к выходу ядер, образовавшихся с помощью нейтронного захвата, уменьшается с увеличением массового числа. Происхождение обойденных ядер можно объяснить различными механизмами.

### § 6.1. $p$ -процесс

Указанные выше особенности кривой выхода обойденных ядер привели к предположению, что в образовании этих ядер существенную роль играют процессы захвата протонов ( $p$ -процессы) [1].

На рис. 6.2. дана схема четырех возможных способов образования в  $p$ -процессе стабильных нейтроннодефицитных ядер. Предполагается, что эти ядра образуются из  $s$ - и  $r$ -элементов с помощью  $(p, n)$ -,  $(p, \gamma)$ -,  $(\gamma, n)$ -реакций, реакций скалывания, а также путем слабых взаимодействий  $e^+ + (A, Z) \rightarrow (A, Z + 1) + \bar{\nu}$ ,  $\gamma + (A, Z) \rightarrow (A, Z + 1) + e^- + \bar{\nu}$ . Реакции слабого взаимодействия могут происходить в звездах при  $T > 10^9$  К в зоне горения кислорода. Они не обеспечивают производство всех нуклидов, обедненных нейтронами, но играют существенную роль, когда скорость слабого взаимодействия достаточно велика, например, в случае  $^{164}\text{Er}$ . В недавней работе [2] исследовано происхождение  $^{115}\text{Sn}$  — нуклида, который может оказаться ключевым для понимания роли реакций слабого взаимодействия в  $p$ -процессе. Корректное определение выхода этого нуклида показало, что его выход гораздо ниже, чем считалось ранее. Это говорит в пользу фотораспада  $\gamma + ^{115}\text{In} \rightarrow ^{115}\text{Sn} + e^- + \bar{\nu}$  как способа образования  $^{115}\text{Sn}$ .

Образование обойденных ядер в реакциях скалывания возможно за счет ускорения протонов и  $\alpha$ -частиц до энергии в несколько МэВ при прохождении ударной волны

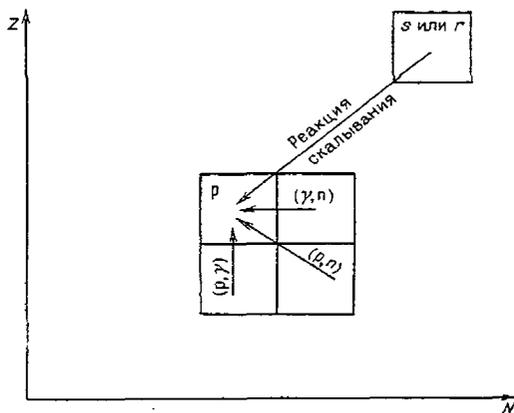


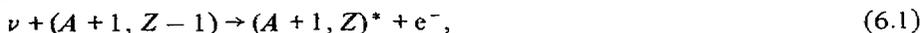
Рис. 6.2. Схема четырех возможных путей образования в  $p$ -процессе стабильных нейтроннодефицитных ядер

через оболочку сверхновой либо за счет взаимодействия межзвездной среды с галактическими космическими лучами. Этим механизмом объясняют образование элементов с очень малой распространенностью, таких как  $^{138}\text{La}$ ,  $^{180}\text{Ta}$ , а также самых тяжелых обойденных ядер, получающихся в реакции скалывания на ядрах свинца:  $^{184}\text{W}$ ,  $^{190}\text{Pt}$ ,  $^{196}\text{Hg}$  [3].

Роль термоядерных реакций  $(p, n)$ ,  $(p, \gamma)$  и  $(\gamma, n)$  в синтезе обойденных ядер исследована в работах [4–7]. Эти реакции происходят при температуре  $\sim 10^9$  К.  $(p, \gamma)$ -реакции дают вклад в образование ядер в массовой области  $A < 150$ , где кулоновский барьер не слишком велик.  $(\gamma, n)$ -реакции могут быть ответственными за образование более тяжелых обойденных ядер. Олуз и Труран [8] показали, что во взрывном нуклеосинтезе в звездных слоях, обогащенных водородом, с составом вещества, близким к солнечному, при температуре  $\sim 2 \cdot 10^9$  К и плотности  $\sim 10^4$  г/см<sup>3</sup> происходит образование около 2/3 наблюдаемого обилия обойденных ядер. Следует однако отметить, что реализация этой модели, несмотря на ее кажущуюся простоту, вызывает трудности, так как в звездных областях, обогащенных водородом, недостижима столь высокая температура за исключением экстремальных условий. Нагреть плотную водородную оболочку звезды до температуры  $2 \cdot 10^9$  К может только мощная ударная волна. Кроме того, расчеты поздних стадий эволюции звезд показывают, что существование у звезды водородной оболочки с высокой плотностью  $\sim 100$  г/см<sup>3</sup> весьма маловероятно [9]. Трудности вызывает также возможность получения протонов с энергией, достаточной для преодоления кулоновского барьера. Оказывается, термодинамическое равновесие  $(p, \gamma) \rightleftharpoons (\gamma, p)$  не реализуется, и образование обойденных изотопов приходится объяснять с помощью  $(p, n)$ -,  $(p, 2n)$ -реакций, которые осуществляются под действием нетепловых протонов. В этом случае трудно обеспечить достаточное количество звездного вещества, из которого синтезируются обойденные нуклиды. Труран и Камерон [10] показали, что превращение всех первичных продуктов нейтронного захвата (образующихся в  $s$ - и  $r$ -процессах) в обойденные ядра потребовало бы  $\sim 10$ –15% массы звезды с  $M = 4$ –8  $M_{\odot}$ . Эта оценка сделана для 100% эффективности превращения продуктов нейтронного захвата в обойденные ядра. С учетом 25–50%-ной эффективности требуемая масса вещества возрастает до  $\sim 20$ –60% массы звезды. Таким образом, механизм образования обойденных ядер с помощью  $r$ -процесса связан со значительными трудностями в реализации соответствующих физических условий в звездах.

## § 6.2. Другие возможные способы образования обойденных нуклидов

Г.В. Домогацкий и Д.К. Надёжин [9] предложили способ получения обойденных изотопов под действием нейтрино. Поток нейтрино, испускаемый при гравитационном коллапсе центрального ядра звезды, может приводить в вещество оболочки ядерные превращения, которые приводят к образованию обойденных изотопов. Например,



Возможна также цепочка последовательных превращений

$$\nu + (A + 2, Z - 2) \rightarrow (A + 2, Z - 1)^* + e^-, \quad (6.4)$$

$$(A + 2, Z - 1)^* \rightarrow (A + 1, Z - 1) + n, \quad (6.5)$$

$$\nu + (A + 1, Z - 1) \rightarrow (A + 1, Z)^* + e^-, \quad (6.6)$$

$$(A + 1, Z)^* \rightarrow (A, Z)_{\text{обойден}} + n, \quad (6.7)$$

Количественная оценка эффекта образования обойденных ядер под действием нейтрино выполнена [9] в предположении, что: 1) энергия излучаемых при коллапсе звезды нейтрино  $E_\nu = 12$  МэВ и 2) весь дефект массы нейтронных звезд излучается в виде нейтрино различных сортов.

Расчет выполнен при весьма приближенных оценках скоростей указанных выше процессов. Результаты его в определенной степени воспроизводят ход кривой распространенности обойденных ядер, за исключением  $^{138}\text{La}$ ,  $^{180}\text{Ta}$ ,  $^{190}\text{Pt}$  и др. Однако характер сделанных оценок не позволяет установить истинный вклад участия нейтрино в процессе синтеза ядер, хотя, несомненно этот вклад следует учитывать \*).

В работе [11] рассмотрен еще один возможный механизм образования обойденных ядер — тройное деление с вылетом обогащенных нейтронами легких заряженных частиц.

Выходы продуктов деления оказывают существенное влияние на кривую распространенности нуклидов, образовавшихся в  $r$ -процессе в области массовых чисел  $80 \leq A \leq 180$ . Например, вблизи  $A \approx 150$  вклад деления составляет  $\sim 30\%$  полного выхода элементов [12].

Деление на два осколка — бинарное деление — является наиболее вероятным. Вероятность тройного деления с вылетом легких заряженных частиц от  $^1\text{H}$  до  $^{10}\text{Be}$  обычно не превышает  $3 \cdot 10^{-3}$  в области ядер урана — калифорния [13, 14].

Однако с ростом параметра  $Z^2/A$  вероятность такого деления возрастает [15]. Тройное деление ядер с  $Z \geq 100$  может дать гораздо больший вклад в синтез элементов с  $80 \leq A \leq 180$ , чем обычно предполагается. Согласно данным [16], вероятность тройного деления с вылетом  $^8\text{He}$  при переходе от  $^{236}\text{U}$  к  $^{252}\text{Cf}$  ( $Z^2/A$  возрастает на 6%) увеличивается в шесть раз. Выходы в тройном делении более легких заряженных частиц ( $^1\text{H}$ ,  $^3\text{H}$ ,  $^4\text{He}$ ,  $^6\text{He}$ ) много больше по абсолютному значению, но увеличение выходов с увеличением параметра  $Z^2/A$  существенно слабее. Для того, чтобы в тройном делении (спонтанном, под действием нейтронов или  $\beta$ -запаздывающем) образовались осколки, относительно обедненные нейтронами, необходим вылет заряженной частицы, обогащенной нейтронами, типа  $^6\text{He}$ ,  $^8\text{He}$ ,  $^3\text{H}$  и т.п.

Рассмотрим для определенности тройное деление с вылетом  $^8\text{He}$  и будем считать, что ход массовой кривой в таком делении по сравнению с бинарным сохраняется, но при этом вся кривая сдвигается в сторону обойденных ядер за счет уменьшения в осколках числа нейтронов. Поскольку выходы

\*) Отметим здесь попутно роль антинейтрино, возникающих при коллапсе центральных областей звезды, которая сводится не к синтезу ядер, а к реакции  $\bar{\nu} + p \rightarrow n + e^+$ , служащей мощным дополнительным источником нейтронов для  $s$ - и  $r$ -процессов.

осколков тройного деления неизвестны, в работе [11] использованы данные по выходам в двойном делении ядер — "аналогов", т.е. тех осколков двойного деления, которые по сравнению с обойденными ядрами имеют заряд на две единицы больше, а число нейтронов — на 6.

Приближенную оценку вероятности образования обойденных ядер в тройном делении нуклидов с  $Z \geq 100$  можно тогда сделать, если воспользоваться соотношением

$$\frac{\text{Выход обойденного ядра } (Z, A_{\text{обойден}})}{\text{Выход "необойденного" ядра } (Z, A)} = \frac{1}{3} k r \frac{Y_2}{X}. \quad (6.8)$$

Здесь  $1/3$  — коэффициент, учитывающий вклад деления в общий выход ядер с  $A \approx 100-180$  в нуклеосинтезе,  $k$  — коэффициент, учитывающий предполагаемое увеличение вероятности тройного деления для ядер с  $Z > 100$ ;  $r = Y_3/Y_2$  — относительная вероятность тройного деления с вылетом  ${}^8\text{He}$ ,  $Y_3$  — вероятность тройного деления,  $Y_2$  — вероятность образования ядра — аналога в бинарном делении;  $X$  — выход "необойденных" изотопов того же элемента в бинарном делении.

Если  $Y_2/X \approx 1$ , то вклад тройного деления в синтезе обойденных ядер становится существенным лишь при  $k \approx 10^3$ .

Таким образом, проблема происхождения обойденных ядер еще очень далека от решения. Необходим тщательный анализ вероятности различных типов ядерных реакций с участием космических лучей, например, реакций "подхвата" ( ${}^3\text{He}$ ,  ${}^6\text{He}$ ), реакций скалывания, так же как дальнейшие исследования физических условий в звездах, необходимых для реализации р-процесса.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Burbidge E.M., Burbidge G.R., Fowler W.A., Hoyle F. // Rev. Mod. Phys. — 1957. — V. 29. — P. 547–650.
2. De Laeter J.R., Rosman K.J.R., Loss R.D. // Astroph. J. — 1984. — V. 279. — P. 814–816.
3. Nucleosynthesis/Eds W.D. Arnett, C.J. Hansen, J.W. Truran, A.G.W. Cameron. — New York: Gordon and Breach Science Pubs., Inc. — 1968.
4. Ito K. // Prog. Theor. Phys. — 1961. — V. 26. — P. 990–1004.
5. Франк-Каменецкий Д.А. // Астрон. журн. — 1961. — Т. 38. — С. 91–98.
6. Франк-Каменецкий Д.А. Физические процессы внутри звезд. — М., 1959.
7. Cameron A.G.W. et al. — CERN-Rep. 70–30, 1970. — V. 2. — P. 735.
8. Audouze J., Truran J.W. // Astroph. J. — 1975. — V. 202. — P. 204–213.
9. Домогацкий Г.В., Надёжин Д.К. // Препринт ИПМ АН СССР, № 94. — М., 1976.
10. Truran J.W., Cameron A.G.W. // Astroph. J. — 1972. — V. 171. — P. 89.
11. Крамаровский Я.М., Чечев В.П. Нейтронная физика. — М., 1984. — Т. 2. — С. 62–66; Материалы VI Всесоюзной конференции по нейтронной физике. — Киев, 2–6 октября 1983.
12. Ohnishi T. // Astroph. Space. Sci. — 1978. — V. 58. — P. 149–166.
13. Вальский Г.В. // Ядерная физика. — 1976. — Т. 24. — С. 270–277.
14. Лбов А.А. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. — 1978. — Вып. 2. — С. 70–76.
15. Hulet E.K. et al. // Pure Appl. Chem. — 1981. — V. 53. — P. 973.
16. Madiand D.G., Stewart L. // LA-6783 MS, 1977.

§ 7.1. Ядерная космохронология

Радиоактивные нуклиды, образующиеся в процессе нуклеосинтеза, служат своеобразными хронометрами эволюции Галактики. Их можно использовать в качестве инструмента для определения временных параметров нуклеосинтеза. Наиболее важным временным параметром, непосредственно определяемым по долгоживущим радионуклидам, является продолжительность нуклеосинтеза в Галактике до образования Солнечной системы, которую, следуя Фаулеру [1], мы обозначим  $\Delta$ . Будем предполагать, что

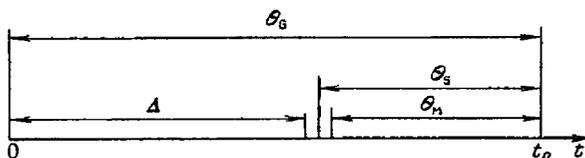


Рис. 7.1. Временная шкала нуклеосинтеза и образования Солнечной системы

нуклеосинтез, в котором образуются тяжелые элементы, начался одновременно с образованием Галактики. Это позволяет определить, используя возраст Солнечной системы  $\Theta_S$ , возраст Галактики:

$$\Theta_G = \Theta_S + \Delta. \tag{7.1}$$

В процессе нуклеосинтеза число тяжелых радиоактивных ядер данного сорта в межзвездной среде будет возрастать за счет их производства в процессе нуклеосинтеза и одновременно уменьшаться за счет радиоактивного распада.

Если  $a(t)$  – скорость производства в нуклеосинтезе ядер с массой  $A$  (число ядер в единицу времени), то изменение количества  $N_A$  этих ядер будет описываться уравнением

$$\frac{dN_A(t)}{dt} = a_A(t) - \lambda_A N(t), \tag{7.2}$$

где  $\lambda_A$  – скорость радиоактивного распада рассматриваемого ядра с массой  $A$ , а время  $t$  изменяется от нуля (начало нуклеосинтеза) до  $t = \Delta$  (рис. 7.1).

С момента  $t = \Delta$  – момента обособления Солнечной системы – радиоактивные ядра во все последующее время испытывают только свободный распад. Однако следует учесть, что возраст Солнечной системы  $\Theta_S$  не совпадает с возрастом твердого материала  $\Theta_M$  (возрастом метеоритов), так как существует некоторый интервал времени  $\delta$ , в течение которого газо-

образная солнечная туманность конденсируется в Солнце, планеты и метеориты:

$$\Theta_S = \Theta_M + \delta. \quad (7.3)$$

Возраст метеоритов  $\Theta_M$  определяется независимо из других данных:  $\Theta_M = (4,6 \pm 0,1) \cdot 10^9$  лет. Образование метеоритного и планетного материала означает образование закрытой системы без дальнейших изменений в концентрации элементов, за исключением изменений, связанных с радиоактивным распадом, например,  $^{129}\text{I} \rightarrow ^{129}\text{Xe}$  или  $^{244}\text{Pu} \rightarrow ^{232}\text{Th}$ .

Интегрирование уравнения (7.2) дает

$$n_A(t) = \exp(-\lambda_A t) \int_0^{\Delta} a_A(t) \exp(\lambda_A t) dt. \quad (7.4)$$

В момент затвердевания метеоритов  $t_M = \Delta + \delta$  (учитывая свободный распад за время  $\delta$ ) имеем

$$N_A(t_M) = \exp[-\lambda_A(\Delta + \delta)] \int_0^{\Delta} a_A(t) \exp(\lambda_A t) dt. \quad (7.5)$$

В настоящее время для числа радиоактивных ядер с массой  $A$  получим

$$N_A(t_p) = \exp[-\lambda_A(\Delta + \Theta_S)] \int_0^{\Delta} a_A(t) \exp(\lambda_A t) dt. \quad (7.6)$$

Функция  $a_A(t)$  определяет выбор модели нуклеосинтеза. Возможны.

1) экспоненциальный синтез

$$a_A(t) = a_A(0) \exp(-t/T^*), \quad (7.7)$$

где  $T^*$  — константа, не зависящая от времени и характеризующая тип нуклеосинтеза;

2) однородный синтез

$$a_A(t) = \text{const}; \quad (7.8)$$

3) внезапный синтез

$$a_A T^* \rightarrow \text{const}, \quad T^* \rightarrow 0. \quad (7.9)$$

Экспоненциальная модель обладает наибольшим математическим удобством, так как, если ввести характеристическое время уменьшения скорости нуклеосинтеза  $T^*$ , она объединяет три случая.  $T^* = \infty$  соответствует однородному,  $T^* = 0$  — внезапному,  $T^* > 0$  — экспоненциальному синтезу.

Уравнение (7.5) для экспоненциальной модели приводит к соотношению

$$N_A(\Delta + \delta) = a_A \frac{T^*}{1 - \lambda_A T^*} \exp(-\lambda_A \delta) [\exp(-\lambda_A \Delta) - \exp(-\Delta/T^*)]. \quad (7.10)$$

Для стабильных ядер ( $\lambda_A = 0$ )

$$N_A^{st}(\Delta + \delta) = a_A T^* [1 - \exp(-\Delta/T^*)] \equiv a_A \Delta_E, \quad (7.11)$$

где  $\Delta_E$  — эффективная продолжительность нуклеосинтеза.

В случае внезапного взрывного синтеза в момент  $t = 0$

$$N_A(\Delta + \delta) = a_A \Delta_b \exp[-\lambda_A(\Delta + \delta)]; \quad (7.12)$$

где  $\Delta_b$  — эффективная продолжительность взрывного нуклеосинтеза при  $t = 0$ :

В случае внезапного синтеза при  $t = \Delta'$

$$N_A(\Delta' + \delta) = a_A \Delta'_b \exp(-\lambda_A \delta). \quad (7.13)$$

Наконец, в случае однородного синтеза ( $T^* = \infty$ ) общее уравнение (7.5) имеет вид

$$N_A(\Delta + \delta) = \frac{a_A}{\lambda_A} \exp(-\lambda_A \delta) [1 - \exp(-\lambda_A \Delta)]. \quad (7.14)$$

## § 7.2. Космохронологическая шкала и граница $r$ -процесса

Большинство долгоживущих радиоактивных нуклидов, которые позволяют определить продолжительность нуклеосинтеза в истории Галактики, образуются в  $r$ -процессе [1–10]. К ним относятся, прежде всего,  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{244}\text{Pu}$ , а также  $^{129}\text{I}$ ,  $^{247}\text{Cm}$ . Характеристики распада этих нуклидов приведены в табл. 7.1.

Обилие  $N_i$   $i$ -го радиоактивного нуклида в современную эпоху ( $t_p$ ) определяется соотношением (7.6).

Выберем для определенности экспоненциальную модель нуклеосинтеза. Эта модель более привлекательна с физической точки зрения, так как она учитывает потери межзвездного вещества в белых карликах, нейтронных звездах, черных дырах, ядрах Галактик. Для объяснения аномальных выходов короткоживущих нуклидов ( $^{26}\text{Al}$ ,  $^{207}\text{Pb}$  и др.) экспоненциальную модель комбинируют с всплеском нуклеосинтеза непосредственно перед образованием Солнечной системы (рис. 7.2).

Выход нуклида  $N_i$  в момент затвердевания метеоритного вещества ( $\Delta + \delta$ ) в этом случае определяется выражением

$$N_i(\Delta + \delta) \approx a_i(0) \exp(-\lambda_i \delta) \left[ \frac{1 - S}{1 - \lambda_i T^*} \cdot \frac{\exp(-\lambda_i \Delta) - \exp(-\Delta/T^*)}{1 - \exp(-\Delta/T^*)} + S \right] \approx a_i(0) f(\Delta, S, T^*, \delta, \lambda_i). \quad (7.15)$$

Здесь  $a_i(0)$  — скорость производства  $i$ -нуклида в момент начала нуклеосинтеза,  $\delta$  — период свободного распада до момента образования твердых

Таблица 7.1

Характеристики распада радиоактивных хронометров нуклеосинтеза

Нуклид	Тип распада	Период полураспада ( $T_{1/2}$ ), $10^9$ лет	Среднее время жизни ( $1/\lambda$ ), $10^9$ лет
$^{129}\text{I}$	$\beta$	0,0157	0,0245
$^{244}\text{Pu}$	( $\alpha$ , SF)	0,0826	0,1179
$^{235}\text{U}$	( $\alpha$ , $\beta$ ...) $^{207}\text{Pb}$	0,704	1,029
$^{238}\text{U}$	( $\alpha$ , $\beta$ ...) $^{206}\text{Pb}$	4,468	6,506
$^{232}\text{Th}$	( $\alpha$ , $\beta$ ...) $^{208}\text{Pb}$	14,05	20,04

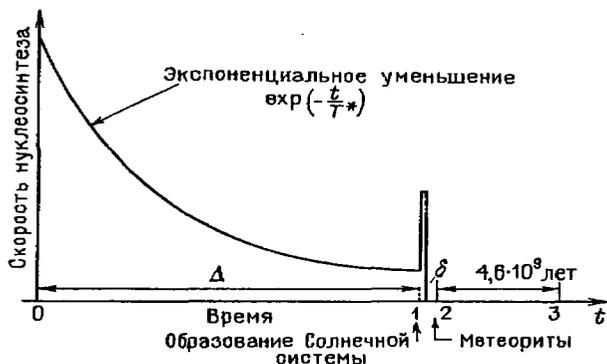


Рис. 7.2. Экспоненциальная модель галактического нуклеосинтеза. 0 – начало нуклеосинтеза,  $\Delta$  – продолжительность, 1 – всплеск нуклеосинтеза, обогащение протосолнечного облака тяжелыми элементами,  $\delta$  – продолжительность образования метеоритов, 2 – затвердевание метеоритов, 3 – настоящий момент

тел Солнечной системы,  $S$  – вклад всплеска нуклеосинтеза перед образованием Солнечной системы.

Из уравнения (7.15), видно, что для определения четырех неизвестных ( $\Delta, S, T^*, \delta$ ) необходимо иметь четыре независимых отношения выходов  $N_i(\Delta + \delta)$  и четыре отношения скоростей производства  $\frac{a_i(0)}{a_j(0)}$ :

$$\frac{N_i(\Delta + \delta)}{N_j(\Delta + \delta)} = \frac{a_i(0)}{a_j(0)} \frac{f(\Delta, S, T^*, \delta, \lambda_i)}{f(\Delta, S, T^*, \delta, \lambda_j)} \quad (7.16)$$

В табл. 7.2 приведены наблюдаемые отношения выходов и расчетные отношения скоростей производства хронометрических пар  $^{232}\text{Th}/^{238}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}/^{238}\text{U}$ ,  $^{244}\text{Pu}/^{238}\text{U}$ ,  $^{129}\text{I}/^{127}\text{I}$ ,  $^{247}\text{Sm}/^{238}\text{U}$  [11–14]. Большой разброс наблюдаемых отношений выходов  $^{244}\text{Pu}/^{238}\text{U}$  может быть связан с химическим фракционированием, которое изменяет отношение выходов ядер, принадлежащих к различным химическим элементам. Наименьшее значение 0,005 из [11, 12] получено с учетом эффекта фракционирования. Расхождение расчетных отношений скоростей производства хронометрических пар связано с использованием различных массовых формул, барьеров деления и других входных ядерных данных, а также с выбором астрофизического места и модели  $r$ -процесса. В работе [15] не рассматривалось  $\beta$ -запаздывающая нейтронная эмиссия и  $\beta$ -запаздывающее деление. Уин и Йохансон [18] приняли во внимание эти эффекты, но использовали при этом непрерывную  $\beta$ -силовую функцию и одногорбое приближение барьера деления. В [13] используются барьеры деления Говарда–Мёллера [19], но не учитываются  $\beta$ -запаздывающие нейтроны. Наиболее полный учет современных данных по барьерам деления,  $\beta$ -запаздывающей нейтронной эмиссии,  $\beta$ -запаздывающему делению с использованием микроскопических вычислений  $\beta$ -силовой функции сделан в [16]\*). Результаты расчета параметров экспоненциальной

\*) Модель  $r$ -процесса [16] рассмотрена в гл. 5.

Таблица 7.2

Отношение скоростей образования в момент начала нуклеосинтеза (0) и выходов хронометрических пар во время затвердевания метеоритов в Солнечной системе ( $\Delta + \delta$ )

Нуклид $i$	$N_i(\Delta + \delta)$	$a_i(0)/a_j(0)$ [1]	$a_i(0)/a_j(0)$ [15]	$a_i(0)/a_j(0)$ [16]	$a_i(0)/a_j(0)$ [13]	$a_i(0)/a_j(0)$ [8]
Нуклид $j$	$N_j(\Delta + \delta)$					
$^{232}\text{Th}/^{238}\text{U}$	$2,5 \pm 0,2$ [8]	$1,65 \pm 0,15$	1,9	1,4	1,5	$1,9^{+0,2}_{-0,4}$
$^{235}\text{U}/^{238}\text{U}$	[8, 14, 17] $0,313 \pm 0,026$	$1,42 \pm 0,19$	1,9	1,24	1,1	$1,5^{+0,5}_{-0,6}$
$^{244}\text{Pu}/^{238}\text{U}$	[11, 12] 0,035; 0,015; 0,016; 0,005	$0,90 \pm 0,10$	0,96	0,12	0,4	$0,9^{+0,1}_{-0,2}$
$^{129}\text{I}/^{127}\text{I}$	$(0,8 \dots 2,3) \times 10^{-4}$	$1,52 \pm 0,50$	—	1,26	—	—
$^{247}\text{Cm}/^{238}\text{U}$	0,0487	—	—	$10^{-2}$	—	—

Таблица 7.3

Результаты расчета временных параметров нуклеосинтеза полученные в работе Тилемана, Метцингера, Клапдора [16]

Принятое отношение выходов при $\Delta + \delta$		$\Delta, 10^9$ лет	$S$	$T^*, 10^9$ лет	$\delta, 10^9$ лет
$^{244}\text{Pu}/^{238}\text{U}$	$^{129}\text{I}/^{127}\text{I}$				
0,004 <sup>1)</sup>	—	16,16	0,062		0,169
0,005 <sup>1)</sup>	—	16,10	0,057		0,162
0,006 <sup>1)</sup>	1,00	13,93	0,066	21,74	0,153
0,007 <sup>1)</sup>	1,40	12,16	0,073	8,77	0,149
0,008 <sup>1)</sup>	1,80	10,77	0,090	4,80	0,146
0,030 <sup>2)</sup>	1,07	11,54	0,151	3,04	0,169
0,035 <sup>3)</sup>	0,90	14,24	0,144	5,42	0,172

<sup>1)</sup> Барьеры деления из [19].

<sup>2), 3)</sup> Барьеры деления из [19], увеличенные на 0,5 и 0,8 МэВ соответственно.

модели галактического нуклеосинтеза, полученные в этой работе по четырем хронометрическим парам  $^{232}\text{Th}/^{238}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}/^{238}\text{U}$ ,  $^{244}\text{Pu}/^{238}\text{U}$ ,  $^{129}\text{I}/^{127}\text{I}$ , представлены в табл. 7.3.

Так как наблюдаемое отношение выходов  $^{244}\text{Pu}/^{238}\text{U}$  и  $^{129}\text{I}/^{127}\text{I}$  довольно неопределенно, авторы [16] варьировали эти отношения с учетом выбранных барьеров деления. Для увеличенных барьеров деления (случаи

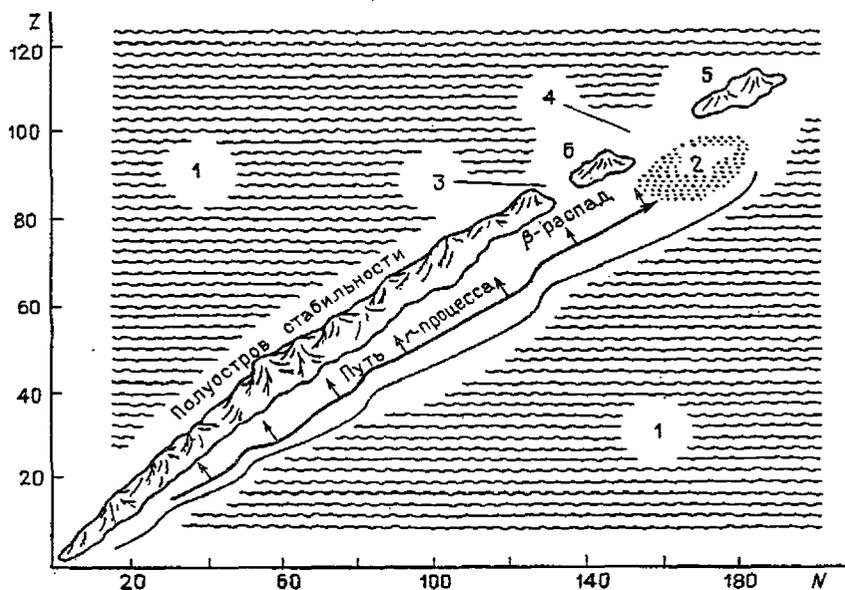


Рис. 7.3. Возможен ли остров "сверхтяжелых" в "Море нестабильности"? 1 – "Море нестабильности", 2 –  $\beta$ -запаздывающее деление, 3 – пролив радиоактивности, 4 – причина нестабильности деления, 5 – остров "сверхтяжелых", 6 – урановый остров

2, 3) имеет смысл только один выбор отношения выходов  $^{244}\text{Pu}/^{238}\text{U}$ . Если принять наименьшее значение выхода  $^{244}\text{Pu}/^{238}\text{U}$  из опубликованных экспериментальных данных (0,005), то из табл. 7.3 продолжительность нуклеосинтеза оказывается  $\Delta = (16,1_{-2,4}^{+2,4}) \cdot 10^9$  лет, а возраст Галактики  $\Theta_G = (\Delta + \delta + 4,6) = 20,8_{-4}^{+2} \cdot 10^9$  лет [16, 20]. Погрешности, сообщаемые авторами [16, 21], включают погрешности определения метеоритных отношений  $^{244}\text{Pu}/^{238}\text{U}$  и  $^{129}\text{I}/^{127}\text{I}$  [18], а также погрешности высоты барьеров [19].

Эти значения  $\Delta$  и  $\Theta_G$  существенно больше полученных ранее по выходам трансактиниевых нуклидов [1, 3–9, 22]. Они также превышают величину  $\Delta$ , определенную по хронометрической паре  $^{187}\text{Re}/^{187}\text{Os}$  [8, 23–26] (см. § 7.4). В то же время вычисленный в работах [20, 21] возраст Галактики согласуется с возрастом шаровых скоплений [27]. Если сравнить  $\Theta_G$  с возрастом Вселенной  $\Theta_U = \Theta_G + 2 \cdot 10^9$  лет, то результаты [16, 21] согласуются с  $\Theta_U = (19 \pm 3) \cdot 10^9$  лет, по Сэндиджу и Тамману [28, 29], но значительно "выше", чем оценки Вокулера [30] и Ааронсона и др. [31].

Следует отметить, что если использовать отношение скоростей производства  $^{247}\text{Cm}/^{238}\text{U} = 10^{-2}$ , рассчитанное в [16, 21], то не удастся объяснить отношение выходов  $(^{247}\text{Cm}/^{238}\text{U})_{\Delta+\delta} = 0,0487$  [32]. Однако  $^{247}\text{Cm}$  в качестве хронометра  $r$ -процесса недостаточно надежен не только из-за меньшего периода полураспада по сравнению с  $^{244}\text{Pu}$ , но также из-за неопределенности данных по выходу [14].

Принципиально важный вопрос, на который должна дать ответ теория  $r$ -процесса, – могут ли быть образованы в природном нуклеосинтезе сверх-

тяжелые элементы (рис. 7.3). Эта проблема обсуждается более четверти века [22]. Если деление обрывает  $r$ -процесс до появления сильных оболочечных эффектов в области  $Z \approx 110-114$ ,  $N = 184$ , то синтез сверхтяжелых элементов становится невозможным. Работа [31] указывает на решающую роль в этом отношении  $\beta$ -запаздывающего деления трансактиниевых нуклидов (см. рис. 5.18). В области  $Z = 92$  и  $N = 170$  вероятность  $\beta$ -запаздывающего деления приближается к единице и процесс обрывается. Этот эффект не изменяется, если использовать в расчетах более высокие барьеры деления. Таким образом, расчет вероятности  $\beta$ -запаздывающего деления нейтроноизбыточных трансактиниевых нуклидов, сделанный в [16], исключает возможность производства сверхтяжелых элементов в природе. Однако, как показал Ю.С. Лютостанский [33] (см. гл. 5), этот вывод во многом определяется способом расчета силовой функции  $\beta$ -распада. Кроме того, необходимо учитывать существенную конкуренцию прямого  $\beta$ -распада на низколежащие возбужденные состояния даже в тех случаях, когда запаздывающее деление энергетически выгодно. Расчеты [33] не подтверждают категоричности утверждения [16, 21].

### § 7.3. Космохронология $s$ -процесса

Для определения возраста ядер, образованных в  $s$ -процессе нуклеосинтеза, Одуз, Фаулер и Шрамм предложили использовать долгоживущий нуклид  $^{176}\text{Lu}$ , который образуется, по-видимому, только в  $s$ -процессе [34]. Лютеций-176 экранируется от  $r$ -процесса изотопом иттербия  $^{176}\text{Yb}$ . Вклад  $r$ -процесса в выход  $^{176}\text{Lu}$  можно оценить из выходов нечетно-нечетных ядер  $^{138}\text{La}$  и  $^{183}\text{Ta}$ , образующихся в  $r$ -процессе. Такая оценка показывает, что компонентов  $r$ -процесса в образовании  $^{176}\text{Lu}$  меньше 5% (рис. 7.4).

Период полураспада  $^{176}\text{Lu}$  измерялся неоднократно, при этом были получены сильно расходящиеся результаты: от  $2,1 \cdot 10^{10}$  до  $7,3 \cdot 10^{10}$  лет. Однако значения  $T_{1/2}$  ( $^{176}\text{Lu}$ ), опубликованные в последние двадцать лет,

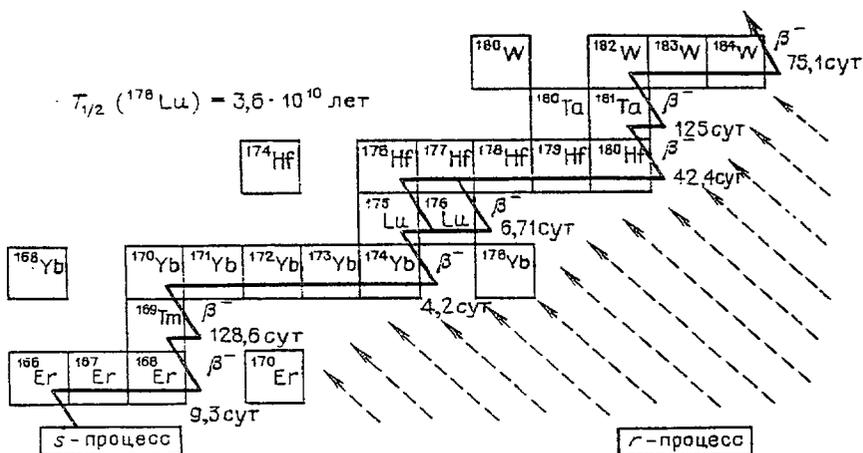


Рис. 7.4. Образование в  $s$ -процессе изотопов лютеция, иттербия и гафния

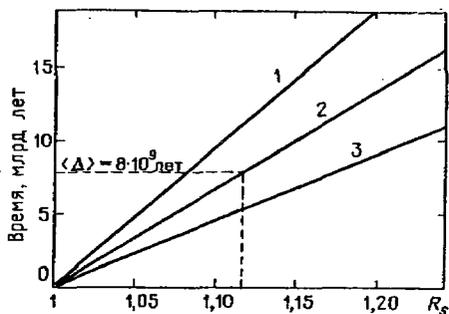


Рис. 7.5. Средний возраст изотопов  $s$ -процесса как функция  $R_s$ . Модели нуклеосинтеза: 1 — однородного, 2 — экспоненциального, 3 — внезапного

группируются примерно в области  $(3,6-4,0) \cdot 10^{10}$  лет. В частности, в 1980 г. тщательное измерение, описанное в работе [35], приводит к значению  $(4,08 \pm 0,24) \cdot 10^{10}$  лет. Мы примем среднее значение, оцененное по результатам пяти работ:  $T_{1/2} (^{176}\text{Lu}) = (4,0 \pm 0,3) \cdot 10^{10}$  лет.

Используя это значение периода полураспада  $^{176}\text{Lu}$  и сравнивая первичный выход  $N^*(^{176}\text{Lu})$  с выходом его, наблюдаемым в Солнечной системе, можно вычислить возраст  $^{176}\text{Lu}$  и, тем самым, возраст  $s$ -процесса. Несмотря на то, что трудно ожидать постоянства во времени скорости производства  $^{176}\text{Lu}$ , для таких долгоживущих хронометров, каким является рассматриваемый нуклид, временными флуктуациями в скорости производства можно пренебречь и воспользоваться простой моделью [1-3]:

$$R_s = \frac{N^*(^{176}\text{Lu})}{N(^{176}\text{Lu})} = (1 - \lambda T^*) e^{\lambda \Delta_s} \frac{1 - \exp(-\Delta_s/T^*)}{1 - \exp(\lambda - 1/T^*)\Delta_s}, \quad (7.17)$$

где  $N^*(^{176}\text{Lu}) = B_n \cdot N(176)$ ,  $\Delta_s$  — длительность  $s$ -процесса нуклеосинтеза (остальные обозначения соответствуют § 7.1). Множитель  $B_n$  определяет долю полного обилия ядер с массовым числом  $A = 176$ , синтезированных в основном состоянии  $^{176}\text{Lu}$  (см. § 4.5). Оставшаяся часть  $(1 - B_n)$  соответствует заселению изомерного состояния  $^{176}\text{Lu}$ , которое распадается непосредственно в  $^{176}\text{Hf}$ . Параметр  $\Delta_s$  легко найти из соотношения (7.17), если вычислить отношение  $R_s$  при известном полном выходе ядер  $N(176)$ :

$$R_s = B_n \frac{\sigma N(176)}{\sigma(^{176}\text{Lu})N(^{176}\text{Lu})}, \quad (7.18)$$

$$B_n = \frac{\sigma(^{175}\text{Lu}(n, \gamma)^{176}\text{Lu})}{\sigma(^{175}\text{Lu}(n, \gamma)^{176}\text{Lu} + ^{176}\text{mLu})}. \quad (7.19)$$

Значение  $\sigma N(176) = 5,76 \pm 0,14$  мб ( $\text{Si} \equiv 10^6$ ) определяется из систематики  $s$ -процесса [36], доля  $B_n = 0,36 \pm 0,04$  получена Биром и Капеллером [37], сечение  $\sigma(^{176}\text{Lu}) = 1718 \pm 85$  мб измерено в [26], выход  $N(^{176}\text{Lu})$  можно взять по Камерону [38]. Отсюда  $R_s = 1,11 \pm 0,75$ .

На рис. 7.5 продолжительность  $s$ -процесса, определенная по  $^{176}\text{Lu}$ , дана как функция  $R_s$  в трех моделях нуклеосинтеза. Для экспоненциальной

модели средний возраст  $s$ -процесса получается, таким образом, при  $R_s = 1,11$  равным 8 млрд лет. Однако этот результат очень чувствителен к неопределенности в значениях сечений нейтронного захвата, 10%-ная погрешность в  $R_s$  приводит к 100%-ной погрешности в  $\Delta_s$ .

Для вычисления продолжительности  $s$ -процесса  $\Delta_s$  можно использовать вместо  $^{176}\text{Lu}/^{175}\text{Lu}$  другую пару нуклидов:  $^{176}\text{Lu}/^{176}\text{Hf}$ . Графий-176 — стабильное дочернее ядро лютеция-176 и образуется только в  $s$ -процессе.

Согласно [23]

$$\Delta_s = \frac{1}{\lambda_{176}} \ln \left[ \frac{a(^{176}\text{Lu})}{a(^{176}\text{Hf})} \frac{N(^{176}\text{Hf})}{N(^{176}\text{Lu})} \right]. \quad (7.20)$$

Здесь  $N(^{176}\text{Hf}), N(^{176}\text{Lu})$  — выходы  $^{176}\text{Hf}$  и  $^{176}\text{Lu}$  в момент образования Солнечной системы,  $a(^{176}\text{Lu}), a(^{176}\text{Hf})$  — скорости производства  $^{176}\text{Lu}$  и  $^{176}\text{Hf}$  в  $s$ -процессе. Используя приближение  $\sigma N(^{176}\text{Lu}) \cdot a(^{176}\text{Lu}) = \sigma N(^{176}\text{Hf}) \cdot a(^{176}\text{Hf})$ , получим

$$\Delta_s = \frac{1}{\lambda_{176}} \ln \left[ \frac{\sigma(^{176}\text{Hf})}{\sigma(^{176}\text{Lu})} \frac{N(^{176}\text{Hf})}{N(^{176}\text{Lu})} \right]. \quad (7.21)$$

Уравнение (7.21) с учетом разветвления



приобретает следующий вид:

$$\Delta_s = \frac{1}{1,73 \cdot 10^{-11}} \ln \left[ \frac{B_n \sigma(^{176}\text{Hf})}{(1 - B_n) \sigma(^{176}\text{Lu})} \frac{N(^{176}\text{Hf})}{N(^{176}\text{Lu})} \right]. \quad (7.22)$$

Параметры, входящие в уравнение (7.22), приведены в табл. 7.4 [36, 38].

Если принять значение доли ветвления  $B_n = 0,36$ , уравнение (7.22) дает следующую оценку продолжительности  $s$ -процесса нуклеосинтеза в Галактике:  $\Delta_s \geq 5 \cdot 10^9$  лет. Следовательно, возраст элементов  $s$ -процесса  $\Theta_s + \Delta_s \geq 10 \cdot 10^9$  лет.

Таблица 7.4

Параметры, необходимые для расчета продолжительности  $s$ -процесса на основе долгоживущего хронометра  $^{176}\text{Lu}$

Нуклид (процесс)	Выход ( $\text{Si} \equiv 10^6$ )	Сечение $\sigma$ , мб	Выход в $s$ -процессе	Выход в $r$ -процессе
$^{175}\text{Lu}$ ( $s, r$ )	0,034	$1460 \pm 110$	0,0046	0,029
$^{176}\text{Lu}$ ( $s$ )	0,00097	$1718 \pm 85$	0,00097	—
$^{176}\text{Hf}$ ( $s$ )	0,0079	$640 \pm 160$	0,0079	—

#### § 7.4. Re—Os-космохронология

Впервые на возможность использования изобарной пары  $^{187}\text{Re} \xrightarrow{\beta^-} ^{187}\text{Os}$  в качестве хронометра нуклеосинтеза указал Клейтон [39]. В дальнейшем Re—Os-космохронология обсуждалась в ряде работ [1, 23—25, 40—42].  $^{187}\text{Re}$ , образующийся в  $r$ -процессе, распадается в  $^{187}\text{Os}$  с  $T_{1/2} = 4,3 \cdot 10^{10}$  лет.  $^{187}\text{Os}$  имеет двойное происхождение: он образуется в  $s$ -процессе (первичный  $^{187}\text{Os}$ ) и в распаде  $^{187}\text{Re}$  (радиоγενный  $^{187}\text{Os}$ ). Количество радиогенного  $^{187}\text{Os}_{[\text{pr}]}$  определяется, таким образом, как разность полного количества  $^{187}\text{Os}$  и количества  $^{187}\text{Os}_{[s]}$ , образовавшегося в  $s$ -процессе:

$$^{187}\text{Os}_{[\text{pr}]} = ^{187}\text{Os} - ^{187}\text{Os}_{[s]} = ^{187}\text{Os} - \frac{\sigma^*(^{186}\text{Os})}{\sigma^*(^{187}\text{Os})} \cdot ^{186}\text{Os}. \quad (7.23)$$

Соотношение (7.23) получается с учетом основного вывода теории  $s$ -процесса  $N_s(A)\sigma_A = \text{const}$ , так как стабильный  $^{186}\text{Os}$  образуется только в  $s$ -процессе. Символ  $\sigma^*$  соответствует сечению захвата нейтронов при звездных температурах. При этих температурах происходит заселение низколежащих ядерных возбужденных состояний, и в частности, уровня 9,75 кэВ в  $^{187}\text{Os}$ . Поэтому отношение сечений  $\frac{\sigma(^{186}\text{Os})}{\sigma(^{187}\text{Os})}$ , измеренное в лаборатории при  $kT \approx 30$  кэВ, отличается от аналогичного отношения в звездных условиях множителем  $f$ , наилучшей оценкой которого является значение 0,83 [41, 42]:

$$\frac{\sigma_{186}^*}{\sigma_{187}^*} = f \frac{\sigma_{186}}{\sigma_{187}}. \quad (7.24)$$

Для дальнейшего анализа удобно использовать отношение

$$\frac{^{187}\text{Os}_{[\text{pr}]}}{^{187}\text{Re}} = \frac{^{187}\text{Os}/\text{Os} - f \sigma_{186}/\sigma_{187} \cdot ^{186}\text{Os}/\text{Os}}{^{187}\text{Re}/\text{Re}} \cdot \frac{\text{Os}}{\text{Re}}. \quad (7.25)$$

Здесь Os, Re — выходы элементов осмия и рения;  $^{186}\text{Os}$ ,  $^{187}\text{Os}$ ,  $^{187}\text{Re}$  — выходы соответствующих нуклидов,  $\sigma_{186}/\sigma_{187}$  — экспериментальное отношение сечений захвата нейтронов ядрами при  $kT = 30$  кэВ. Наиболее достоверные значения относительных выходов изотопов осмия и рения следующие [23]:

$$^{187}\text{Os}/\text{Os} = 0,0122 \pm 0,0006 [43], \quad ^{186}\text{Os}/\text{Os} = 0,0159^*,$$

$$^{187}\text{Re}/\text{Re} = 0,65^*, \quad \text{Os}/\text{Re} = 12,6 \pm 1,0 [44].$$

В экспоненциальной модели нуклеосинтеза отношение  $^{187}\text{Os}_{[\text{pr}]} / ^{187}\text{Re}$  можно записать в виде

$$\frac{^{187}\text{Os}_{[\text{pr}]}}{^{187}\text{Re}} = \left\{ \frac{\lambda^* - \lambda_\beta}{\lambda^*} \exp(\lambda_\beta \Delta) \frac{1 - \exp(-\lambda^* \Delta)}{1 - \exp[-(\lambda^* - \lambda_\beta) \Delta]} \right\} - 1, \quad (7.26)$$

\*) Погрешности для этих величин пренебрежимо малы.

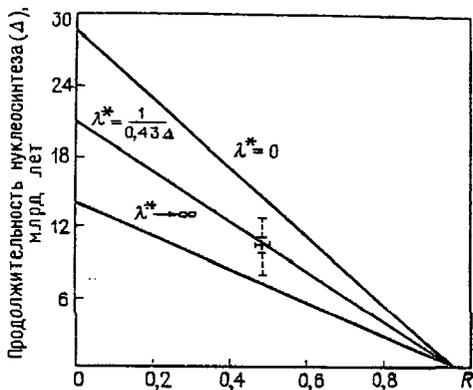


Рис. 7.6. Рений-осмиевый хронометр

где  $\lambda^* = \frac{1}{T^*}$  (см. уравнение (7.10)).

В модели непрерывного однородного синтеза  $\lambda^* \rightarrow 0$ , и соотношение (7.26) получает простой вид

$$\frac{{}^{187}\text{Os}(\text{пр})}{{}^{187}\text{Re}} \approx \frac{\lambda_\beta \Delta}{2}. \quad (7.27)$$

Отсюда ясно, что достоверность параметра  $\Delta$  определяется в основном точностью измерения отношения средних сечений нейтронного захвата при  $kT = 30$  кэВ  $R \equiv \frac{\langle \sigma_{186} \rangle}{\langle \sigma_{187} \rangle}$ .

В этом отношении экспериментальная ситуация в настоящее время по сравнению с космохронологическим анализом по Re-Os в 1972–1976 гг. [1, 2, 41] существенно улучшилась. Сейчас имеются три группы согласующихся измерений  $\sigma_{186}$ ,  $\sigma_{187}$  (см. табл. 7.5), выполненных с помощью времяпролетной техники с использованием нейтронных пучков от линейных ускорителей в Ок-Ридже в Национальной лаборатории и в Ливерморе в Лаборатории Лоуренса.

На рис. 7.6 [42] показана зависимость  $\Delta = F(R)$  для  ${}^{187}\text{Re}-{}^{187}\text{Os}$ -хронометра, рассчитанная для трех типов моделей нуклеосинтеза из уравнения (7.26). Как видно из рис. 7.6, для экспоненциального нуклеосинтеза значение  $R = 0,48 \pm 0,02$  соответствует продолжительности нуклеосинтеза  $(9 \pm 2) \cdot 10^9$  лет. Возраст Галактики получается отсюда равным  $(13,6 \pm 2) \cdot 10^9$  лет. Сравнивая это значение с последними данными по U-Th-хронометрам [16, 21], рассмотренными в § 7.2, и с оценками продолжительности  $s$ -процесса, рассмотренными в § 7.3, можно констатировать, что различные долгоживущие радиоактивные космологические хронометры приводят к возрасту Галактики  $\sim 13-20$  млрд лет.

Таблица 7.5

Измерения сечений нейтронного захвата на изотопах осмия при  $kT = 30$  кэВ

Сечение	Результаты измерений			Оцененное значение
	Эксперимент [45] <sup>1)</sup>	Эксперимент [24]	Эксперимент [25]	
$\langle \sigma_{186} \rangle$ , мб	$45 \pm 70$	$438 \pm 30$	$418 \pm 16$	
$\langle \sigma_{187} \rangle$ , мб	$935 \pm 135$	$919 \pm 43$	$874 \pm 28$	
$R$	$0,47 \pm 0,10$	$0,48 \pm 0,04$	$0,478 \pm 0,022$	$0,48 \pm 0,02$

<sup>1)</sup>  $kT = 25 \pm 2$  кэВ. Приведены данные, пересмотренные в [24].

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Fowler W.A.//Cosmology, fusion and other matters/Ed. F. Reines. — Colorado: Boulder, 1972. — P. 67.
2. Чечев В.А., Крамаровский Я.М.//УФН. — 1975. — Т. 116, вып. 4. — С. 687–708.
3. Schramm D.N. and Wasserburg G.J.//Astroph. J. — 1970. — V. 162. — P. 57–59.
4. Schramm D.N.//Space Sci. Rev. — 1973. — V. 15. — P. 51–67.
5. Symbalisty E.M.D., Jang J., Schramm D.N.//Nature. — 1980. — V. 288. — P. 143–145.
6. Tinsley B.W.//Astroph. J. — 1975. — V. 216. — P. 548–564.
7. Крамаровский Я.М., Чечев В.П.//Природа. — 1975. — № 5. — С. 54–62.
8. Symbalisty E.M.D., Schramm D.N.//Rep. Progr. Phys. — 1981. — V. 44. — P. 293–328.
9. Fowler W.A.//Proc. R.A. Welch Foundation Conf. on Chem. Rev. XXI Cosmochemistry. — Houston, 1978. — P. 61.
0. Кривохатский А.С., Романов Ю.Ф. Получение трансуроновых и актиноидных элементов при нейтронном облучении. — М.: Атомиздат, 1970.
11. Marti K., Lugmair G.W., Scheni N.B.//Lunar Planet. Sci. — 1977. — V. VIII. — P. 619.
12. Hudson B., Hohenberg C.M., Kennedy B.M., Podosek F.//Lunar Planet. Sci. — 1982. — V. XIII. — P. 346.
13. Krumlinde J., Möller P., Wene C.O., Howard W.M.//Proc. 4-th Int. Conf. on Nucl. far from stability. — Helsing., 1981 (CERN-81-09). — P. 260: Krumlinde J., Möller P.//Nucl. Phys. 1984. — V. 417A. — P. 419–446.
14. Chen J.H., Wasserburg G.J.//Lunar Planet. Sci. — 1980. — V. XI. — P. 131.
15. Seeger P.A., Schramm D.N.//Astroph. J. — 1970. — V. 160. — P. 157; Seeger P.A.//Sci. Rept. CERN. — 1970. — V. 3011. — P. 217–262.
16. Thielemann F.-K., Metzinger J., Klapdor H.V.//Zs. Phys. A — Atoms and Nuclei. — 1983. — V. 309. — P. 301–317.
17. Begemann F.//Rep. Progr. Phys. — 1980. — V. 43. — P. 1309–1356.
18. Wene C.O., Johansson S.A.E.//CERN — Rep. 76–13. — P. 584–589.
19. Howard W.M., Möller P.//ADNDT. — 1980. — V. 25. — P. 219–285.
20. Klapdor H.V. et al.//Proc. 4-th Int. Conf. on Nuclear far from stability. — Helsing. — 1981. — CERN — Rep. 81–09. — P. 241–350.
21. Klapdor H.V. Международная школа-семинар по физике тяжелых ионов в Алуште. — Дубна, 1983. — С. 128.
22. Чечев В.П., Крамаровский Я.М. Радиоактивность и эволюция Вселенной. — М.: Наука, 1978.
23. Чечев В.П., Крамаровский Я.М. — Препринт РИ-107.—Л., 1979; Препринт РИ-129.—Л., 1980.
24. Brown J.C., Berman B.L.//Phys. Rev. C. — 1981. — V. 23. — P. 1434–1446.
25. Winters R.R., Macklin R.L.//Phys. Rev. C. — 1982. — V. 25. — P. 208–212.
26. Beer H., Käppeler F.//Phys. Rev. C. — 1980. — V. 21. — P. 534–544.
27. Nissen E.E.//ESO Messenger. — 1982. — V. 28. — P. 4.
28. Sandage A.//Astroph. J. — 1982. — V. 252. — P. 553–581.
29. Sandage A., Tamman G.A.//Astroph. J. — 1982. — V. 256. — P. 339–345.
30. Vaucoleurs G. de//Astroph. J. — 1982. — V. 253. — P. 520–525.
31. Aaronson M., Mould J., Huchra J. et al.//Astroph. J. — 1980. — V. 239. — P. 12–37.
32. Tatumoto M., Shimamura T.//Nature (London). — 1980. — V. 286. — P. 118–122.
33. Лютостанский Ю.С.//Изв. СССР. Сер. физ. — 1976. — Т. 50, № 5. — С. 834–846.
34. Audouze J., Fowler W.A., Schramm D.N.//Nature Phys. Sci. — 1972. — V. 238. — P. 8.
35. Norman E.B.//Phys. Rev. C. — 1980. — V. 21. — P. 1109–1110.
36. Käppeler F., Beer H., Wisshak K. et al.//Astroph. J. — 1982. — V. 257. — P. 821–846.
37. Beer H., Käppeler F.//4-th Int. Symp., Grenoble, 7–11 September, 1981. — P. 558–572.
38. Cameron A.G.W.//Astroph. and Space Sci. — 1982. — V. 82. — P. 123–131.
39. Clayton D.D.//Astroph. J. — 1964. — V. 139. — P. 637–663.
40. Brown J.C., Berman B.L.//Phys. Rev. C. — 1973. — V. 7. — P. 2522–2531.
41. Brown J.C., Berman B.L.//Nature (London). — 1976. — V. 262. — P. 197–199.
42. Winters R.R., Macklin R.L., Halpern J.//Phys. Rev. C. — 1980. — V. 21, No. 2. — P. 563–573.
43. Luck J.M., Birck J.L., Allegre C.J.//Nature (London). — 1980. — V. 283. — P. 256–259.
44. Heineback K.L., Schramm D.N.//Astroph. J. — 1977. — V. 212. — P. 347–359.
45. Brown J., Lamaze G.P., Schroder I.G.//Phys. Rev. C. — 1976. — V. 14. — P. 1287–1288.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представление о наблюдаемой Вселенной как о нестационарной эволюционирующей системе, утвердившееся среди физиков в последние десятилетия, предполагает, что и вещество Вселенной, все то разнообразие химических элементов и ядер, которое мы сейчас видим вокруг себя, имеет свою историю, свое начало и конец. Атомные ядра, более сложные и тяжелые, чем протон, стали образовываться, по-видимому, через минуту после начала расширения, когда в достаточно горячей еще Вселенной ( $T \sim 10^9$  К) стали протекать термоядерные реакции синтеза самых легких элементов — дейтерия, трития и гелия. Стандартная горячая модель в варианте открытой Вселенной хорошо объясняет наблюдаемый выход не только этих элементов, но частично и  ${}^7\text{Li}$ . Однако дальнейшее усложнение элементов и ядер в ее рамках оказывается невозможным, и проблема происхождения даже еще сравнительно легких элементов, таких, как бериллий, бор, углерод, получает решение лишь с привлечением значительно более поздних этапов эволюции Вселенной. Оказывается, что большинство известных элементов возникло через миллиарды лет после начала расширения — в эпоху существования звезд, галактик и космических лучей. Гипотетическая фаза развития Вселенной, связанная с образованием массивных догалактических звездных объектов, которая обсуждается в первой главе, весьма привлекательна с точки зрения объяснения происхождения металлов в самых старых звездных скоплениях, но эта гипотеза не имеет других наблюдательных предпосылок и встречается с трудностями при описании наблюдаемых обилий элементов.

Происхождение дейтерия, лития, бериллия, бора в общей проблеме нуклеосинтеза представляет самостоятельный интерес, так как при звездных температурах эти элементы быстро разрушаются в  $(p, \gamma)$ - и  $(p, \alpha)$ -реакциях. Благодаря усилиям большого числа исследователей удалось построить правдоподобную картину динамичного образования (разрушения и синтеза) легких элементов с помощью реакций скалывания при взаимодействии космических лучей с межзвездной средой. Галактические космические лучи могут производить наблюдаемые количества  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^9\text{Be}$ ,  ${}^{10}\text{B}$ ,  ${}^{11}\text{B}$ . Трудности вызывает лишь объяснение (так же, как и в горячей модели) производства дейтерия и  ${}^3\text{He}$ , которые в указанном выше механизме разрушаются явно сильнее, чем создаются! В этом отношении более перспективно выглядит модель образования дейтерия во внешних оболочках сверхновой при распространении ударной волны и последующем охлаждении.

Стандартная кривая распределения выходов элементов в Солнечной системе является главной наблюдательной ("экспериментальной") основой

теории природного нуклеосинтеза. Большинство данных, используемых при ее построении, получено из исследований изотопного состава материалов. В то время как усреднение этих данных (с выявлением характерных пиков в распространенности элементов) стимулировало создание теории ядерного синтеза в звездах, изучение аномалий в изотопном составе метеоритного вещества привело в последние годы к выяснению существенных деталей ранней истории Солнечной системы. Особый интерес в этом отношении представляют исследования метеорита Альенде. Корреляция содержания  $^{26}\text{Mg}$  — продукта распада  $^{26}\text{Al}$  — с содержанием  $^{27}\text{Al}$  в различных группах минералов дает убедительное свидетельство присутствия  $^{26}\text{Al}$  в раннюю эпоху Солнечной системы и указывает, что нуклеосинтез в нашей Галактике, создавший сегодняшнее вещество, закончился не раньше, чем всего лишь за несколько миллионов лет до образования Солнечной системы. Изучение аномалии изотопного состава кислорода в метеоритах позволило построить сценарий образования Солнечной системы, инициируемого близким взрывом сверхновой.

Совсем недавно получены наблюдательные свидетельства нуклеосинтеза в Галактике из другой области исследований. Она связана с наблюдениями спектров рентгеновского и  $\gamma$ -излучения на спутниках HEAO-2 и HEAO-3. Результат одного из таких наблюдений прямо указывает на присутствие в межзвездной среде  $^{26}\text{Al}$  и, следовательно, на продолжающийся в настоящее время нуклеосинтез. Не исключено, что выполнение обширной программы исследований кометы Галлея принесет нам новые экспериментальные данные по нуклеосинтезу в Галактике и позволит улучшить количественную проверку теории ядерного синтеза в звездах.

Железный пик на кривой распределения выходов элементов достаточно убедительно объясняется этой теорией известными термоядерными эпохами горения элементов от водорода до кремния. Скорости соответствующих термоядерных реакций более или менее детально изучены в лабораториях. Однако основную трудность в описании этих реакций представляет экстраполяция их сечений от лабораторных энергий (несколько МэВ) к звездным энергиям (десятки кэВ). Здесь необходимы дальнейшие теоретические разработки. Трудности вызывает также корректный учет влияния слабых взаимодействий в реакциях ядерного синтеза — расчет скоростей испускания электронов и позитронов, сечений захвата электрон-позитронного континуума, потерь энергии при испускании нейтрино.

Экспериментальные проблемы в теории синтеза ядер группы железа связаны с необходимостью проведения исследований с использованием радиоактивных мишеней и радиоактивных бомбардирующих частиц. В звездных условиях при высоких температурах горения кислорода и кремния скорости некоторых ядерных реакций становятся столь большими, что они успевают пройти раньше, чем радиоактивный распад. Поэтому эти процессы также следует учитывать при описании полной сети реакций термоядерного синтеза.

Ядра железа характеризуются максимальной энергией связи на нуклон, поэтому образование элементов тяжелее железа объясняют процессами, существенно отличными от реакций термоядерного синтеза — процессами захвата нейтронов.

В первоначальной формулировке теории медленного нейтронного захвата ( $s$ -процесса) выходы тяжелых ( $A > 60$ ) ядер вдоль долины  $\beta$ -стабильности рассматривались как следствие цепочек нейтронного захвата в предположении, что времена жизни относительно нейтронного захвата велики по сравнению с временами жизни относительно  $\beta$ -распада. CFNZ-теория дала количественное соотношение между наблюдаемым распределением выходов элементов и соответствующим распределением проинтегрированных по времени нейтронных потоков, которые облучают зародышевые ядра железа. Корректность этой теории подтверждается двумя основными чертами  $s$ -процесса: 1) постоянством произведения  $\sigma_A N_A$  для малых областей изменения массового числа  $A$ , 2) соответствием между плавным характером наблюдаемой кривой  $\sigma_A N_A$  и гладким, монотонно уменьшающимся распределением нейтронных экспозиций  $\rho(\tau) = G \exp(-\tau/\tau_0)$ .

CFNZ-решение представляло собой математически правильное, но приближенное решение уравнений  $s$ -процесса в предположении постоянного нейтронного потока. Точное численное решение этих уравнений на основе суммирования Бэйтмена подтвердило корректность приближения CFNZ. Одновременно эта форма точного решения позволила более правильно произвести вычисление выходов элементов в области малых нейтронных экспозиций.

При сравнении выводов теории  $s$ -процесса с экспериментом трудную проблему представляет расхождение в экспериментальных результатах измерений нейтронных сечений  $\sigma_{n\gamma}$  для различных нуклидов. В то же время точность теоретических вычислений сечений нейтронного захвата при сравнении их с экспериментом оказывается пока неудовлетворительной. Тем не менее в настоящее время можно утверждать, что в пределах погрешности  $\sim 30\%$  наблюдаемая кривая выходов элементов, образовавшихся в  $s$ -процессе, соответствует вычислениям.

В последние годы выполнены тщательные измерения ряда нейтронных сечений захвата на ядрах, важных для описания  $s$ -процесса ( $^{138}\text{Ba}$ ,  $^{140}\text{Ce}$ , изотопы  $\text{Sm}$ ,  $\text{Eu}$ ,  $\text{Gd}$ ,  $\text{Yb}$ ,  $\text{Lu}$ ,  $\text{W}$ ). Это позволяет существенно уточнить основные параметры теории  $s$ -процесса.

Дальнейший шаг в развитии теории состоит в учете разветвлений, вызванных конкуренцией нейтронного захвата с процессом  $\beta$ -распада. Этот учет изменяет (в ряде случаев – существенно) дорожку  $s$ -процесса и выходы ядер, образовавшихся в пределах данной ветви. Существенным является также учет влияния изомерных состояний, тепловое заселение которых может изменить выходы ядер.

В понимании теории ядерного синтеза немаловажным оказывается представление об импульсном характере  $s$ -процесса, приводящем к образованию тяжелых ядер в недрах одной звезды за счет периодически повторяющихся вспышек гелиевой оболочки. При таких процессах получающийся нейтронный поток описывается короткими периодами нейтронной экспозиции ( $\sim 10$  лет), которые разделены длительными ( $\sim 2500$  лет) межимпульсными периодами. Для звезд средней массы ( $\sim 3 M_\odot$ ) требуется примерно 80 вспышек, чтобы получить согласие с наблюдаемой распространенностью элементов.

Несмотря на ряд невыясненных вопросов и наличие некоторых важных задач, к которым относится, например, необходимость определения достоверных значений сечений нейтронного захвата и учета вклада в наблюдаемые выходы элементов других процессов нуклеосинтеза, сейчас можно считать, что теория  $s$ -процесса имеет достаточно хорошее математическое и наблюдательное обоснование. В этом отношении гораздо более сложной представляется ситуация с теорией ядерного синтеза в звездах с помощью быстрого нейтронного захвата ( $r$ -процесса).

Астрофизическое место  $r$ -процесса остается по-прежнему до конца не выясненным, хотя существует много моделей его развития в различных взрывных звездных процессах, включая классическую модель синтеза тяжелых ядер в недрах сверхновой. Значительные успехи в описании местоположения  $r$ -процесса и общей картины распределения выходов ядер достигнуты в последние годы с помощью модели  $r$ -процесса, развивающегося при прохождении сильной ударной волны сверхновой через гелиевую оболочку звезды с массой  $\sim 25 M_{\odot}$ . Однако дискуссионными в этой модели являются вопросы происхождения больших потоков нейтронов во внешних оболочках сверхновой и достаточного количества необходимых для протекания  $r$ -процесса зародышевых ядер.

Успехи в развитии гидродинамических моделей поздних стадий эволюции звезд позволяют наметить пути решения проблем происхождения источников нейтронов и зародышевых ядер ( $rbc$ -процесс, механизм взрывного горения углерода,  $r$ -процесс на основе  $s$ -распределения), но по-прежнему не дают полного количественного решения этих проблем.

Прогресс математического обоснования теории  $r$ -процесса связан с развитием динамических моделей, которые наилучшим образом отвечают характеру взрывных звездных условий. Модели динамического  $r$ -процесса позволяют естественным путем сгладить четно-нечетные эффекты в выходах ядер и обеспечивают хорошее среднее согласие с наблюдениями. Дальнейшее их совершенствование будет, по-видимому, направлено на включение в расчеты эффектов влияния кинетики ядерных реакций с нейтронами (вместо приближения ядерного статистического равновесия) и эффектов запаздывающих нейтронных процессов при возвращении ядер в долину стабильности.

Очень важным при описании  $r$ -процесса оказывается использование корректных значений ядерных параметров — масс ядер, скоростей  $\beta$ -распада, барьеров и вероятностей деления, характеристик  $\beta$ -запаздывающей нейтронной эмиссии и  $\beta$ -запаздывающего деления. В численных экспериментах Коуэна—Камерона—Грурана неожиданно выяснилось, что характерные черты кривой выходов ядер  $r$ -процесса очень сильно зависят от конкретных сечений нейтронного захвата (в отличие от приближения "точки ожидания", использовавшегося в классической теории).

Результаты расчета скоростей образования в нуклеосинтезе ядер  $r$ -процесса могут дать непосредственный ответ на принципиально важный вопрос, обсуждающийся более 25 лет, — могут ли в природе синтезироваться сверхтяжелые элементы. При исследовании этого вопроса в последние годы выяснена решающая роль  $\beta$ -запаздывающего деления трансактиниевых нуклидов. К сожалению, однозначного ответа пока нет, так как описание

$\beta$ -запаздывающего деления в области  $Z = 90-100$ ,  $N = 170-190$  во многом определяется способом расчета силовой функции  $\beta$ -распада.

Разделение явления нейтронного захвата в звездах на  $s$ - и  $r$ -процессы имеет большие удобства как с математической, так и с физической точки зрения, но оно, конечно, не является безусловным и обязательным. Космохронология, основанная на использовании долгоживущих радиоактивных нуклидов, образованных в  $s$ -процессе ( $^{176}\text{Lu}$ ) и в  $r$ -процессе ( $^{232}\text{Th}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$ ), показывает, что есть много оснований считать  $s$ - и  $r$ -процессы различными проявлениями единого процесса нуклеосинтеза в Галактике. Расчеты продолжительности нуклеосинтеза по долгоживущим хронометрам, из которых в известной степени безмодельным является расчет по изобарной паре  $^{187}\text{Re}-^{187}\text{Os}$ , приводят к возрасту Галактики ( $\sim 13-20$  млрд лет).

В заключение отметим, что проблема происхождения элементов, несомненно, относится к наиболее актуальным как с научной, так и с практической точки зрения. Находясь на стыке таких наук, как ядерная физика и астрофизика, космология и геофизика, эта проблема не может быть успешно решена усилиями специалистов лишь одной области знаний.

В главах, посвященных теории нейтронного захвата в звездах, мы видели, что последние достижения в развитии моделей  $s$ - и  $r$ -процессов "идут в ногу" с новейшими теоретическими разработками в ядерной физике. С другой стороны, успехи теории  $s$ -процесса привели к лучшему пониманию тех астрофизических объектов, в которых возможен синтез элементов за железным пиком, позволили получить количественную информацию о динамике развития звезды и термодинамических условиях  $s$ -процесса.

Выдающимся событием 1987 года явилась регистрация взрыва Сверхновой в ближайшей к нам галактике — Большом Магеллановом Облаке. Впервые на опыте зафиксирован нейтринный поток от вспыхнувшей звезды, что подтверждает основные представления о природе вспышек сверхновых. Однако сразу возникли неожиданности: вместо одной волны были зарегистрированы две волны нейтринного потока с интервалом в 5 часов. . . Нейтринный след взрыва звезды создал новые проблемы.

Комплексный подход специалистов различных областей науки к решению проблемы нуклеосинтеза, несомненно, должен привести в ближайшем будущем к построению достоверной теории синтеза элементов во Вселенной, чтобы в дальнейшем в полной мере использовать ее достижения в прикладных отраслях исследований.