

АСТРОФИЗИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

М.В.Казарновский

Институт ядерных исследований РАН, Москва

1. ВВЕДЕНИЕ	1398
2. КРАТКАЯ ИСТОРИЯ ВСЕЛЕННОЙ	1399
3. ТЕРМОЯДЕРНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ЗВЕЗДАХ. ОБРАЗОВАНИЕ ЭЛЕМЕНТОВ ОТ УГЛЕРОДА ДО ЖЕЛЕЗА	1408
4. СИНТЕЗ ТЯЖЕЛЫХ ИЗОТОПОВ ПУТЕМ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОГО ЗАХВАТА НЕЙТРОНОВ ЯДРАМИ	1414
5. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИЙ, НЕОБХОДИМЫХ ДЛЯ РАСЧЕТА ПРОЦЕССОВ НУКЛЕОСИНТЕЗА В ЗВЕЗДАХ	1421
6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ	1425
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	1425

АСТРОФИЗИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

М.В.Казарновский

Институт ядерных исследований РАН, Москва

Кратко излагаются современные представления об эволюции ранней Вселенной и описываются сценарии образования и эволюции звезд, а также ядерные реакции, определяющие происходящие в звездах процессы, в частности, нуклеосинтез. Особое внимание уделяется образованию элементов тяжелее железа путем последовательного захвата нейтронов (*s*- и *r*-процессы). Для расчета этих процессов требуются детальные данные о сечениях реакций (n, γ), усредненных по максвелловским спектрам нейтронов при температурах порядка $10 \div 100$ кэВ, причем весьма важными являются реакции с малыми сечениями и/или с возбужденными и нестабильными ядрами. Описываются действующие и создаваемые в ИЯИ РАН и ЛНФ ОИЯИ экспериментальные установки, на которых планируется измерять такие сечения.

The scenario of the star formation and evolution and the nuclear reactions determining nucleosynthesis in the stars are described after short presentation of the modern idea about the early Universe evolution. Particular emphasis has been placed on the formation of the elements heavier than iron by means of succession neutrons capture (*s*- and *r*-processes). For these reactions calculation it is need the detailed data on the (n, γ) reaction cross section, averaged on the Maxwellian neutron spectra at the temperatures from 10 to 100 keV. The very important reactions are reactions with small cross sections and reactions with the excited or unstable nuclei. The existing experimental setups for measurements of such reactions and those being developed in INR RAS and FLNP JINR are described.

1. ВВЕДЕНИЕ

Вселенная и нейтрон представляют две крайности: их различие по времени жизни — 15 порядков, по размеру — более 40 порядков, по массе — почти 80 порядков. И при этом свойства нейтрона, как будет видно из дальнейшего, кардинально влияют на свойства и эволюцию Вселенной, в некоторых случаях даже сильнее, чем на свойства «родных» ядер. Еще до открытия нейтрона достижения ядерной физики сыграли решающую роль в становлении современных представлений астрофизики. Так, ранее считалось, что свечение звезд поддерживается гравитационной энергией. Это дает для времени жизни звезды типа Солнца величину порядка $GM^2/LR \sim 10^7 - 10^8$ лет, где M — масса, L — светимость, R — радиус звезды. С другой стороны, данные радиоизотопного анализа древнейших минералов, полученные вскоре после

открытия изотопов и радиоактивности, показали, что Земля существует несколько миллиардов лет, т.е. во много десятков раз дольше, чем могло бы существовать Солнце по этой теории. В дальнейшем, по мере разработки теории ядерных процессов в звездах как источников энергии и звездной эволюции роль ядерной физики в астрофизических теориях непрерывно возрастала. С открытием в спектрах звезд технеция* стало очевидным, что в них может идти образование тяжелых (с массовым числом $A > 60$) нуклидов, т.е. процесс последовательного захвата ядрами нейтронов (см. разд.4). Таким образом, данные о распространенности изотопов во Вселенной и в реакциях, в которых они образуются, являются одними из важнейших экспериментальных источников ядерной астрофизики.

Краткому обсуждению роли ядерной, в первую очередь нейтронной, физики в решении астрофизических проблем посвящен настоящий обзор.

2. КРАТКАЯ ИСТОРИЯ ВСЕЛЕННОЙ

Экспериментальными источниками, легшими в основу современных представлений о происхождении и эволюции Вселенной, являются открытия разбегания галактик и реликтового излучения и данные о распространенности нуклидов.

Разбегание галактик. До 20-х годов XX века космологи считали, что Вселенная вечна, безгранична и стационарна. В 1922 и 1924 гг. в двух заметках А.А.Фридман доказал, что теория римановского и эйнштейновского пространства содержит нестационарные решения, описывающие в рамках однородной модели эволюцию Вселенной, как открытой, так и закрытой. В 1929 г. Хаббл, измеряя красное (доплеровское) смещение спектральных линий излучения (поглощения) звезд, обнаружил, что галактики разбегаются, причем в полном соответствии с теорией Фридмана: чем больше расстояние R до галактики, тем больше скорость $v = \dot{R}$ ее удаления. Это означает, что Вселенная не вечна, а возникла некоторое время тому назад. Значение «постоянной» Хаббла ** $H = \dot{R}/R$, полученное из последних данных об очень далеких галактиках, определяется неравенством

$$50 \leq H \leq 85 \text{ км}/(\text{с} \cdot \text{Мпк}) \quad (1)$$

*Наибольший период полураспада изотопов технеция имеет ^{98}Tc — 4,2 млн. лет.

**Согласно теории Фридмана H в каждый момент времени t не зависит от координаты, но зависит от t , поскольку тяготение должно замедлять скорость расширения Вселенной (ср. формулы (3) и (7)). Однако современная точность измерения H не позволяет обнаружить этот эффект.

(1 Мпк = $3,1 \cdot 10^{19}$ км). Скорость удаления этих галактик близка к c , т.е. они расположены у «горизонта» Вселенной *, и наблюдаемый сейчас свет от них был испущен почти в самом начале ее существования. Это означает, что величина $\tau = 1/H$ практически равна времени, прошедшему с момента возникновения Вселенной — Большого Взрыва (БВ), которое, таким образом, лежит в пределах от 12 до 20 млрд. лет. Большая неопределенность в значении H связана с трудностью определения расстояний до далеких галактик.

Реликтовое излучение. В 1965 г. Пензиас и Вильсон обнаружили электромагнитное излучение со спектром, близким к спектру излучения черного тела с температурой 2,7 К, и почти изотропное; обнаружены лишь весьма малые ($\sim 10^{-4}$) отклонения этого излучения от изотропии. Вскоре его объяснили как результат остывания излучения, «оторвавшегося» от горячей плазмы в период формирования атомов, когда вещество стало оптически прозрачным, т.е. меньше чем через 1 млн. лет после БВ, а следовательно, почти от самого горизонта Вселенной. Реликтовое излучение было открыто «случайно». Но, как впоследствии выяснилось, оно было ранее предсказано рядом авторов (Дж.Гамовым и Алфером (1948 г.), А.Г.Дорошкевичем и И.Д.Новиковым (1964 г.), Р.Дикке (1964 г.)).

Распространенность нуклидов во Вселенной. Подавляющую часть полной нуклонной массы ($\cong 99,9\%$) во Вселенной составляют H и ^4He , причем, как показали многочисленные исследования различными методами, отношение числа атомов H к числу атомов ^4He , в основном, одинаково в различных, достаточно крупномасштабных астрофизических объектах (например, в среднем по Солнечной системе) и близко к 10. Относительная распространенность (ОР) других ядер наиболее надежно установлена для Солнечной системы, в первую очередь, для Земли и метеоритов. Кривая ОР нуклидов по числу атомов приведена на рис. 1 (ОР Si принята равной 10^6). С ростом массового числа A распространенность падает быстро, но немонотонно: имеются резкий провал для группы легких ядер (для D, ^3He и особенно для Li, Be, B), максимумы для ядер групп CNO и Fe, а также в районе магических чисел нейтронов $N = 50, 82, 126$ (подробнее см. в [1,2]).

Большинство звезд и галактик имеет, как правило, близкий состав нуклидов. Обнаруженные изотопные аномалии у некоторых астрофизических объектов скорее всего обусловлены особенностями конкретных механизмов нуклеосинтеза, специфичных для этих объектов, и не противоречат современным представлениям об эволюции звезд и Вселенной в целом.

*Горизонтом (видимости) Вселенной принято называть такую поверхность, где сигнал от любого объекта, расположенного вне этой поверхности, испущенный за все время существования Вселенной, не может *сейчас* быть принят. Приближенно можно считать, что она является сферой с радиусом $R_U = c\tau$, где τ — время существования Вселенной. Таким образом, величина R_U характеризует эффективный размер («радиус») Вселенной.

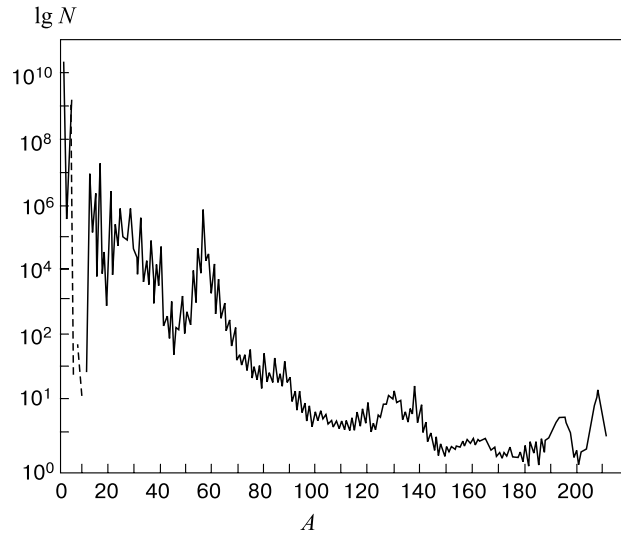


Рис. 1. Стандартная кривая относительной распространенности нуклидов $\lg(N/N_{\text{Si}})$ ($N_{\text{Si}} = 10^6$) как функции массового числа A

Тот факт, что ОР ${}^4\text{He}$ практически одинакова в различных крупномасштабных астрофизических объектах, указывает на его происхождение в ту эпоху, когда Вселенная была в значительной степени однородна. На ранней стадии развития Вселенной также могли образоваться D , ${}^3\text{He}$ и ${}^7\text{Li}$. Как показывают оценки, образование и сторание ${}^4\text{He}$ в звездах в результате термоядерных реакций не могло заметно изменить «первоначальную» долю ${}^4\text{He}$ в общей нуклонной массе космоса, обычно обозначаемую символом Y_p . Несколько труднее оценить изменение отношений распространенностей (D/H) и $({}^7\text{Li}/\text{H})$ по сравнению с их первоначальными значениями $(\text{D}/\text{H})_p$ и $({}^7\text{Li}/\text{H})_p$. Согласно [3,4] имеем

$$Y_p = 0,230 \pm 0,010, \quad 10^{-5} < (\text{D}/\text{H})_p < 2 \cdot 10^{-4}, \quad 10^{-10} < ({}^7\text{Li}/\text{H})_p < 8 \cdot 10^{-10}. \quad (2)$$

(Оценка первоначального отношения $({}^3\text{He}/\text{H})_p$ довольно неопределенна, поскольку за время существования Вселенной оно могло заметно измениться как в ту, так и в другую сторону.) В целом, несмотря на различие в несколько порядков, приведенные средние значения ОР удовлетворительно объясняются современной космологической теорией.

Эволюция ранней Вселенной. Сказанное выше однозначно интерпретируется на основе теории, по которой Вселенная возникла в результате Большого Взрыва. За начальный момент ее развития принимается время Планка $t_{\text{П1}} = \sqrt{\hbar G/c^5} = 5,4 \cdot 10^{-44}$ с после БВ. Считается, что во времена $t < t_{\text{П1}}$ важную роль играли квантовые свойства гравитационного поля, которые тео-

Таблица. GUT-космология

Основные этапы истории Вселенной	Время t , с	Энергия $E = kT$, ГэВ	Температура T , К	«Диаметр» Вселенной R , см
Время Планка t_{P1}	10^{-44}	10^{19}	10^{32}	10^{-3}
GUT SU(5)-нарушение, m_X	10^{-36}	10^{15}	10^{28}	10
SU(2) _L ⊗ U(1)-нарушение, m_W	10^{-10}	10^2	10^{15}	10^{14}
Конфайнмент кварков, $p\bar{p}$ -аннигиляция	10^{-6}	1	10^{13}	10^{16}
Отщепление ν , e^+e^- -аннигиляция	—	—	—	—
e^+e^- -аннигиляция	1	10^{-3}	10^{10}	10^{19}
Образование легких ядер	10^2	10^{-4}	10^9	10^{20}
Отщепление γ , переход от «радиационной» Вселенной к «вещественной» Вселенной, формирование атомов, образование звезд и галактик	10^{12} ($\approx 10^5$ лет)	10^{-9}	10^4	10^{25}
Сегодня (t_0)	$\approx 5 \cdot 10^{17}$ ($\approx 10^{10}$ лет)	$3 \cdot 10^{-13}$	3	10^{28}

рия пока не в состоянии описывать. Для описания эволюции Вселенной после t_{P1} , по-видимому, применимы методы современной физики. Однако при этом приходится привлекать модели, тем менее обоснованные, чем ближе t к t_{P1} . В таблице, взятой из [5], грубо характеризуются основные этапы истории Вселенной по стандартной космологической модели. Ее эволюцию можно разделить на две фазы. Первая — это фаза преобладания излучения (при $t < t_{\text{rec}} \approx 700000$ лет; здесь и далее индексом «rec» помечаются величины, относящиеся к моменту превращения плазмы в газ нейтральных атомов в результате рекомбинации составляющих ее электронов и ядер). При этом Вселенная представляла собой почти однородную плазму из различных частиц, которая, несмотря на быстрое расширение, в каждый момент времени находилась в состоянии теплового равновесия, если скорости Γ_I процессов взаимодействия частиц друг с другом заметно превосходили относительную скорость расширения Вселенной: $\Gamma_I \gg H$. В течение этой фазы время, температура T , плотность материи ρ ($\rho = u/c^2$, u — плотность энергии), эффективный размер Вселенной R_U и постоянная Хаббла (см. сноску на с.1401) были связаны соотношениями

$$t = \frac{1}{2H} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{3}{8\pi G\rho}}, \quad \rho[\text{г/см}^3] = 1,22 \cdot 10^{-35} (T[\text{К}])^4,$$

$$TR_U = \text{const} \approx 10^{29} \text{ К} \cdot \text{см}. \quad (3)$$

После ряда буквально фантастических превращений (обсуждение которых выходит за рамки данного обзора) при $t \approx 10^{-2}$ с, завершившихся процессом барионной аннигиляции, Вселенная превратилась в плазму, состоящую из фотонов, лептонов (электронов, позитронов и различных нейтрино) и очень малого числа N_N нуклонов*: $N_N = N_N^+ - N_N^- \approx 10^{-9}(N_N^+ + N_N^-)$, где N_N^+ и N_N^- — соответственно, «первоначальные» числа нуклонов и антинуклонов. Значение N_N определилось на ранних стадиях развития Вселенной (при $t \leq 10^{-35}$ с, причем различные модели эволюции на этих стадиях по-разному объясняют его происхождение) и благодаря сохранению барионного числа не изменилось до наших дней. Таким образом, уже через 0,01 с после БВ («первый кадр» в книге С.Вайнберга [6]) нейтроны стали одной из главных составляющих Вселенной и начали играть важную роль в ее эволюции. С этого момента и до $t \approx 1$ с (при $T > 10^{10}$ К) отношение числа нейтронов к числу протонов зависело от T по Больцману:

$$\frac{N_n}{N_p} \cong \exp \left[-\frac{(m_n - m_p) c^2}{kT} \right], \quad (4)$$

m_n , m_p — массы нейтрона и протона соответственно. Такое термодинамическое равновесие объясняется интенсивно протекающими слабыми процессами:

$$p + e^- \leftrightarrow n + \nu_e, \quad n + e^+ \leftrightarrow p + \bar{\nu}_e. \quad (5)$$

Когда температура упала до $\approx 10^{10}$ К, эти процессы стали слишком медленными, нейтрино «оторвались» от остальной плазмы, их температура падала по мере расширения Вселенной, и к настоящему моменту она близка к 2 К. Отношение N_n/N_p «заморозилось» при $T \approx 10^{10}$ К (к этому моменту оно было близко к 0,2) и в дальнейшем изменялось только за счет β -распада (период полураспада свободного нейтрона $\tau_{1/2} = (10,24 \pm 0,02)$ мин). Приблизительно в это же время аннигиляция e^+ , e^- -пар стала превалировать над их образованием. Вскоре позитронная компонента плазмы исчезает, число электронов становится в точности равным числу протонов — плазма в целом нейтральна, и ее основной компонентой становятся фотоны: их число N_f в $\approx 10^9$ раз превышает число нуклонов N_N . А спустя $\sim 10^2$ с заметную роль стал играть процесс нуклеосинтеза, который на этой стадии протекал по следующей схеме:

1) образование дейтронов в реакции $n + p \rightarrow d + \gamma$ (при более высоких температурах слабосвязанные дейтроны очень быстро разрушаются за счет обратной реакции и в столкновениях с быстрыми протонами);

*В этот список условно можно включить таинственную «темную материю», существование которой могло бы объяснить аномалии, наблюдаемые при изучении некоторых астрофизических объектов.

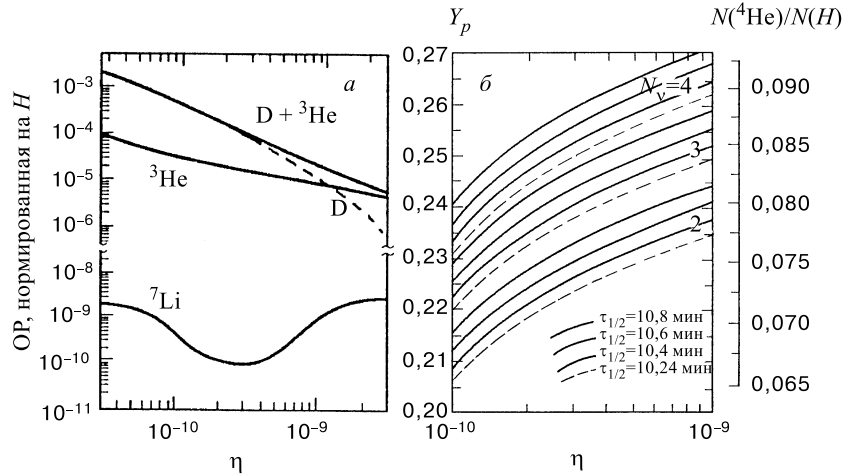
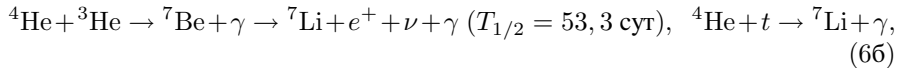
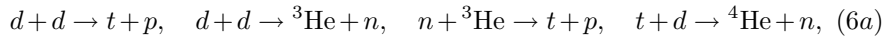


Рис. 2. Первоначальная относительная распространенность (ОР) легких нуклидов как функция отношения $\eta = N_N/N_f$: а) ОР для D, ^3He и ^7Li при $\tau_{1/2} = 10,6$ мин; б) зависимость ОР ^4He от $\tau_{1/2}$ и числа поколений нейтрино; пунктиром дополнительно нанесены кривые при $\tau_{1/2} = 10,24$ мин [5]

2) образование легчайших ядер, в основном, в реакциях:



причем реакции ядер $^3,4\text{He}$ с заряженными частицами (типа (6б)) сильно подавлены из-за кулоновского отталкивания. В итоге почти все нейтроны оказались в составе ядер ^4He , обладающих особо высокой энергией связи, очень мало образовалось дейтронов и ядер ^3He (в которые распались ядра трития), во много раз меньше — ядер ^7Li (в которые распались ядра ^7Be) и ничтожное количество более тяжелых ядер. Такой результат объясняется отсутствием связанных состояний систем из пяти и восьми нуклонов. Все эти процессы, кроме β -распада нейтрона, трития и ^7Be , практически завершились за первые несколько минут после БВ. На рис. 2,а приведены результаты расчетов ОР легких нуклидов, образующихся согласно изложенному выше сценарию, в зависимости от отношения $\eta = N_N/N_f$ в предположении, что период полураспада нейтрона* $\tau_{1/2} = 10,6$ мин., а рис. 2,б иллюстрирует

*Период полураспада нейтрона характеризует скорость процессов (6): чем больше $\tau_{1/2}$, тем эти процессы медленнее протекают, соответственно, тем раньше происходит «отрыв» нейтрино от плазмы, тем при более высокой температуре замораживается отношение N_n/N_p и тем больше Y_p . Кроме того, Y_p растет с ростом $\tau_{1/2}$ (но в меньшей степени) из-за меньшей доли распавшихся нейтронов.

зависимость ОР ${}^4\text{He}$ от $\tau_{1/2}$ при различных предположениях о числе поколений N_ν нейтрино. Видно, что, в основном, «экспериментальные» оценки (2) первоначальной ОР, подтверждают теорию и, соответственно, могут использоваться для проверки теоретических моделей*. Особо следует отметить кардинальное влияние таких характеристик нейтрона, как m_n (формула (4)) и $\tau_{1/2}$ (рис. 2, б) на ОР всех легких нуклидов: если бы $\tau_{1/2}$ и/или разница $m_n - m_p$ были немного иными, развитие Вселенной пошло бы совсем по другому сценарию.

После завершения процессов (6) вплоть до момента $t_{\text{rec}} \approx 700000$ лет новых превращений Вселенная не испытывала. В виде плазмы из фотонов, электронов, протонов и образовавшихся ядер она продолжала расширяться и остывать, как это следует из формул (3). При $t = t_{\text{rec}}$ ее температура составила около 3000 К. При такой температуре излучение уже не могло эффективно ионизировать атомы водорода и гелия. Плазма превратилась в прозрачный газ нейтральных атомов и «оторвавшееся» от него излучение.

Эволюция Вселенной в фазе преобладания вещества. Процесс рекомбинации плазмы в нейтральные атомы длился довольно короткое время — порядка $0,1 t_{\text{rec}}$. В результате в истории Вселенной наступила вторая фаза — фаза преобладания вещества. В течение этой фазы соотношения между временем, температурой, плотностью материи**, радиусом Вселенной и постоянной Хаббла принимают вид (ср. (3)):

$$t - t_{\text{rec}} = \frac{2}{3H} - \frac{2}{3H_{\text{rec}}} = \frac{2}{3} \sqrt{\frac{3}{8\pi G}} \left(\frac{1}{\sqrt{\rho}} - \frac{1}{\sqrt{\rho_{\text{rec}}}} \right),$$

$$\rho = \rho_{\text{rec}} \left(\frac{R_{\text{rec}}}{R} \right)^3, \quad TR \approx 3 \cdot 10^{28} \text{ К} \cdot \text{см}. \quad (7)$$

При этом под T следует понимать температуру фонового (реликтового) излучения. С наступлением этой фазы возникли условия для образования гравитационно связанных систем: галактик и их скоплений, звезд и т.д. Дело в том, что для этого необходимо: 1) наличие малых начальных неоднородностей; 2) выполнение так называемого условия Джинса.

*Приведенные данные также демонстрируют важность уточнения оценок роли процессов, которые могли изменить первоначальные ОР в последующее время. К таким процессам относятся сторание и синтез этих нуклидов в звездах и при взрывах новых и, особенно, сверхновых, образование и расщепление их под действием космических лучей и другие, причем пока далеко не все из них удалось надежно проанализировать.

**При этом предполагается, что плотность материи в настоящий момент близка к критической. Если она много меньше критической, то замедление скорости расширения Вселенной за счет гравитации несущественно и $t \approx 1/H$. В меньшей степени это относится к первой фазе развития Вселенной, поскольку с уменьшением t отличие плотности материи от критической убывает.

Начальные неоднородности на уровне $\sim 10^{-4}$ действительно образовались на самых ранних стадиях эволюции Вселенной и не успели «стереться» за счет внутреннего трения в плазме в фазе преобладания излучения*. Как показал Джинс, формирование из массы M газа, находящегося внутри сферы радиуса R при давлении p , гравитационно связанной системы возможно, если соответствующая потенциальная энергия $\sim -M^2G/R$ по модулю заметно превышает внутреннюю энергию pR^3 , т.е. $GM^2 \gg p(M/\rho)^{4/3}$ ($\rho \sim M/R^3$ — плотность газа), или $M \gg M_J$, где масса Джинса

$$M_J \approx (p/G)^{3/2} / \rho^2 \quad (8a)$$

(в случае газа, более точно,

$$M_J = v_s^3 (\pi/G)^{3/2} / \sqrt{\rho}, \quad (8б)$$

где v_s — скорость звука в газе). До рекомбинации давление создавалось излучением и было равно $p_0 = c^2\rho_0/3 \approx 0,3 \text{ г/(см}\cdot\text{с}^2)$. Это дает $M_J = M_J^0 \approx 10^{52} \text{ г} \approx 5 \cdot 10^{18} M_\odot$ (M_\odot — масса Солнца), что сравнимо с массой Вселенной. После рекомбинации излучение не взаимодействует с газом, и давление газа падает в $\eta = N_f/N_N \approx 10^9$ раз, т.е. $M_J \approx 3 \cdot 10^{-14} M_J^0 \approx 1,5 \cdot 10^5 M_\odot$.

Таким образом, сразу после рекомбинации действительно могли (и должны были) образовываться системы, такие, как галактики и их скопления, а возможно, также и сверхмассивные протозвездные образования. Будучи гравитационно связанными, они, как правило, не могли разлетаться в процессе последующего расширения Вселенной. По мере увеличения плотности за счет гравитационного сжатия эти системы конденсировались в холодные газопылевые облака, которые, благодаря наличию неизбежных неоднородностей плотности, таких, как волны плотности, каковыми являются рукава спиральных галактик, а также ударных волн от взрывов новых и, особенно, сверхновых, фрагментировали в скопления протозвезд, а те, в свою очередь, в протозвезды. Масса протозвезд определяется условием Джинса (8б), что при типичных параметрах газопылевых облаков в рукавах нашей Галактики: $v_s \approx 300 \text{ м/с}$ ($T \sim 10 \text{ К}$) и плотности $\rho \approx 10^6 \text{ см}^{-3}$ дает $M_J \sim M_\odot$, а при $\rho \approx 10^5 \text{ см}^{-3}$ в несколько раз большую. В протозвезде гомологически развивался гравитационный коллапс (все слои сжимались одновременно), но за счет градиента давления сначала возникало плотное ядро с массой $\sim 0,01 M_\odot$, на которое падали внешние слои газа и пыли (стадия аккреции вещества на ядро), увеличивая давление. Ядро, будучи в гидростатическом равновесии, сжималось и нагревалось. Если масса протозвезды была не слишком мала ($\geq 0,1 M_\odot$), в ней «зажигалась» термоядерная реакция — она превращалась в

*Это, в частности, следует из анизотропии на этом уровне реликтового излучения.

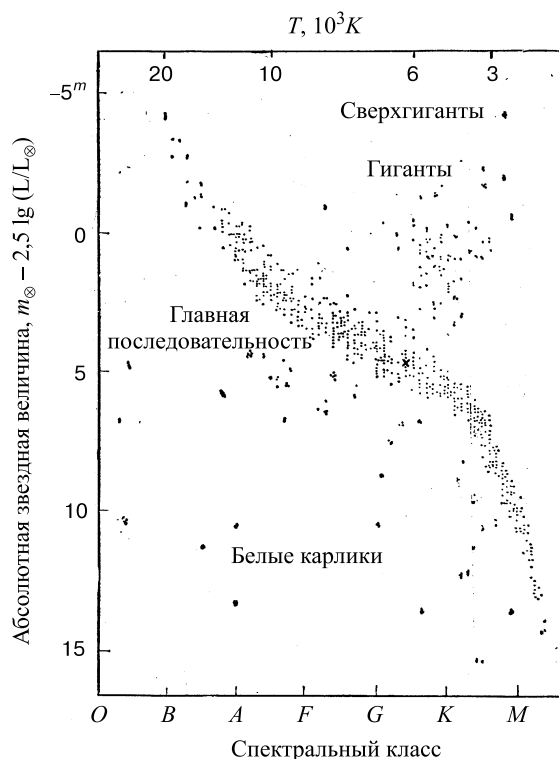
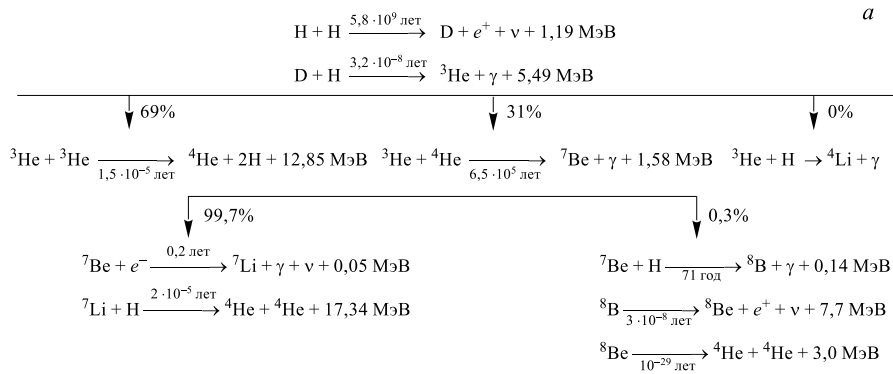


Рис. 3. Диаграмма Герцшпрунга–Рессела для звезд с известными светимостями и спектрами. Крестиком обозначено Солнце

звезду: красного карлика (при $M \leq 0,5M_{\odot}$), красного гиганта ($M \leq 10M_{\odot}$) или сверхгиганта ($M > 10M_{\odot}$), а затем переходила на главную последовательность (ГП) диаграммы Герцшпрунга–Ресселла, на которой в координатах абсолютная звездная величина (светимость)–спектральный класс (эффективная температура поверхности звезды) точками нанесены звезды (см. рис. 3). На ГП звезда проводит значительную часть своей жизни (пока не выгорит значительная доля водорода), и снова переходит в стадию красных гигантов и сверхгигантов; красные карлики за время существования галактики не дожили до этой стадии, поскольку чем меньше масса звезды, тем медленнее протекают в ней процессы. На этой (и последующих) стадии в звезде интенсивно происходят различные ядерные реакции, продукты которых в результате истечения вещества (непрерывного или взрывного: новых, сверхновых и т.д.) поступают в межзвездную среду. Эти «отходы жизнедеятельности» звезд конденсируются в газопылевые облака и все повторяется снова (подробнее см., например, в [7]).

3. ТЕРМОЯДЕРНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ЗВЕЗДАХ. ОБРАЗОВАНИЕ ЭЛЕМЕНТОВ ОТ УГЛЕРОДА ДО ЖЕЛЕЗА

Как сказано выше, в начале процесса термоядерного горения звезда является красным карликом, красным гигантом (КГ) или красным сверхгигантом (КС). На этой стадии в ее ядре горит водород с образованием ^4He согласно схеме, приведенной на рис. 4 [1] (числовые значения даны для Солнца). Звезда постепенно нагревается, и горение переходит в стационарный режим при $T \sim 2 \cdot 10^7 \text{ К}$ — звезда «садится» на ГП диаграммы Герцшпрунга–Ресселла. Параметры звезд — масса M , светимость L , радиус R и время жизни на ГП



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

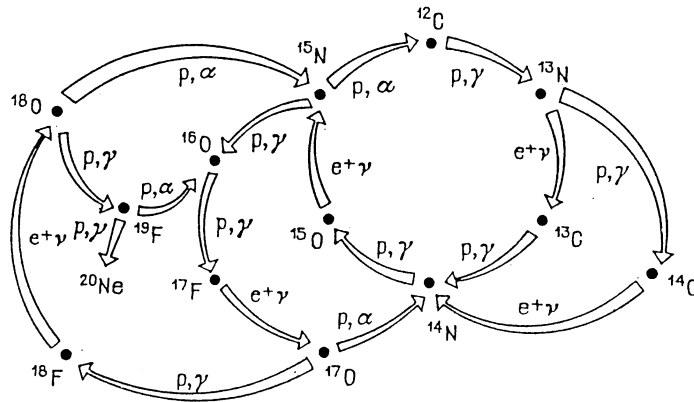


Рис. 4. Схема горения водорода с образованием ^4He : а) pp -цикл, б) CNO-цикл

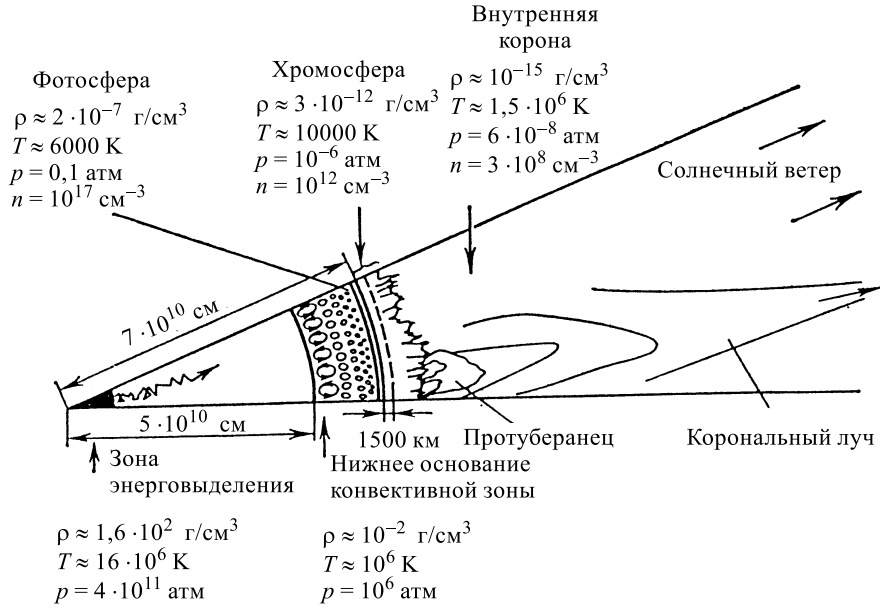


Рис. 5. Физические характеристики слоев Солнца: ρ — плотность, T — температура, p — давление, n — число частиц в 1 см^3 . Толщина фотосферы и хромосферы преувеличена

τ — связаны с солнечными параметрами соотношениями

$$L/L_{\odot} \approx (M/M_{\odot})^4, \quad R/R_{\odot} \approx (M/M_{\odot})^{0,7}, \quad \tau \approx 10^{10} (M_{\odot}/M)^3 \text{ лет} \quad (9)$$

($L_{\odot} = 3.85 \cdot 10^{26} \text{ Вт}$, $M_{\odot} = 1,99 \cdot 10^{30} \text{ кг}$, $R_{\odot} = 6,96 \cdot 10^8 \text{ м}$). Эта связь не строго однозначна, имеется разброс в пределах ± 1 звездной величины, обусловленный, во-первых, тем, что фрагмент газопылевого облака, из которого образуется протозвезда, при одинаковой массе может иметь различные полный угловой момент, магнитное поле и химический состав, в частности, примесь тяжелых элементов*, а, во-вторых, тем, что в процессе эволюции звезда, оставаясь на ГП, несколько меняет свои физико-химические параме-

*Даже небольшая примесь углерода и более тяжелых элементов может сильно повлиять на перенос энергии излучения через толщу звезды при ее горении. Дело в том, что этот процесс носит очень длительный диффузионный характер, сопровождающийся многократными перераспределениями. Например, эффективное время прохождения излучения из центра Солнца к его поверхности порядка 1 млн. лет. Эффекты, связанные с ионизацией тяжелых атомов, могут сильно затянуть его. В результате существенно расширится область конвекции, что, в свою очередь, изменит распределение температуры и химического состава по радиусу звезды.

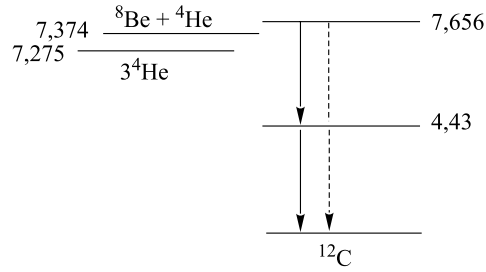


Рис. 6. Энергетика реакции $3^4\text{He} \rightarrow ^{12}\text{C} + \gamma$, энергии даны в МэВ

тры (состав, структуру, распределение температуры и т.д.). На ГП в области желтых карликов находится и Солнце (обозначено крестиком на рис. 3). Его характеристики представлены на рис. 5 (М.А.Лившиц).

Водород горит медленно: чтобы он выгорел в заметном количестве, необходимо от 10^6 до 10^{10} лет. В результате этого процесса в звезде образуется гелиевое ядро, масса и температура которого растут по мере пережигания водорода в ^4He в окружающем ядро тонком слое. Повышение температуры приводит к росту давления излучения на внешние оболочки звезды, которые при этом раздуваются; звезда снова становится КГ или КС со следующими характеристиками:

$$\text{КГ: } M \sim (1 - 10) M_{\odot}, \quad R \sim (1 - 100) R_{\odot}, \quad L \sim (1 - 1000) L_{\odot};$$

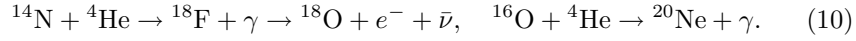
$$\text{КС: } M \sim (10 - 100) M_{\odot}, \quad R \sim (100 - 1000) R_{\odot}, \quad L \sim (10^4 - 10^6) L_{\odot}.$$

В КГ сначала горит водород в тонком слое, окружающем гелиевое ядро, а затем, когда температура этого ядра достигает $\sim 10^8$ К, загорается также гелий. В КС, как правило, сразу загорается гелий. Он горит, образуя углерод по реакции* $3^4\text{He} \rightarrow ^{12}\text{C} + \gamma$, которая идет интенсивно благодаря наличию у ^{12}C резонансного уровня при 7,656 МэВ (см. рис. 6). Интересно отметить, что этот уровень был теоретически предсказан с точностью до 1 % для объяснения экспериментальных данных на основе расчетов процесса термоядерного горения звезд. Если бы этот уровень был на 1 % выше или ниже, Вселенная была бы совершенно другой!

КГ горят в течение $10^6 - 10^8$ лет, а КС — сотни тысяч лет. В КГ с M порядка нескольких M_{\odot} и в КС температура возрастает настолько, что

*Точнее, реакция идет в два этапа: $2^4\text{He} \rightarrow ^8\text{Be}$ (равновесное отношение (Be/He) порядка 10^{-9}); затем $^8\text{Be} + ^4\text{He} \rightarrow ^{12}\text{C} + \gamma$.

начинает гореть углерод (реакция $^{12}\text{C} + ^4\text{He} \rightarrow ^{16}\text{O} + \gamma$), а также продукты CNO-цикла ^{14}N и ^{16}O , синтезируя ^{18}F , ^{18}O , ^{22}Ne :



Образующийся при этом в заметном количестве ($\approx 2\%$ от ^{14}N при $T \sim 3 \cdot 10^8$) ^{18}O служит источником «массового производства» свободных нейтронов для последующих процессов образования более тяжелых нуклидов

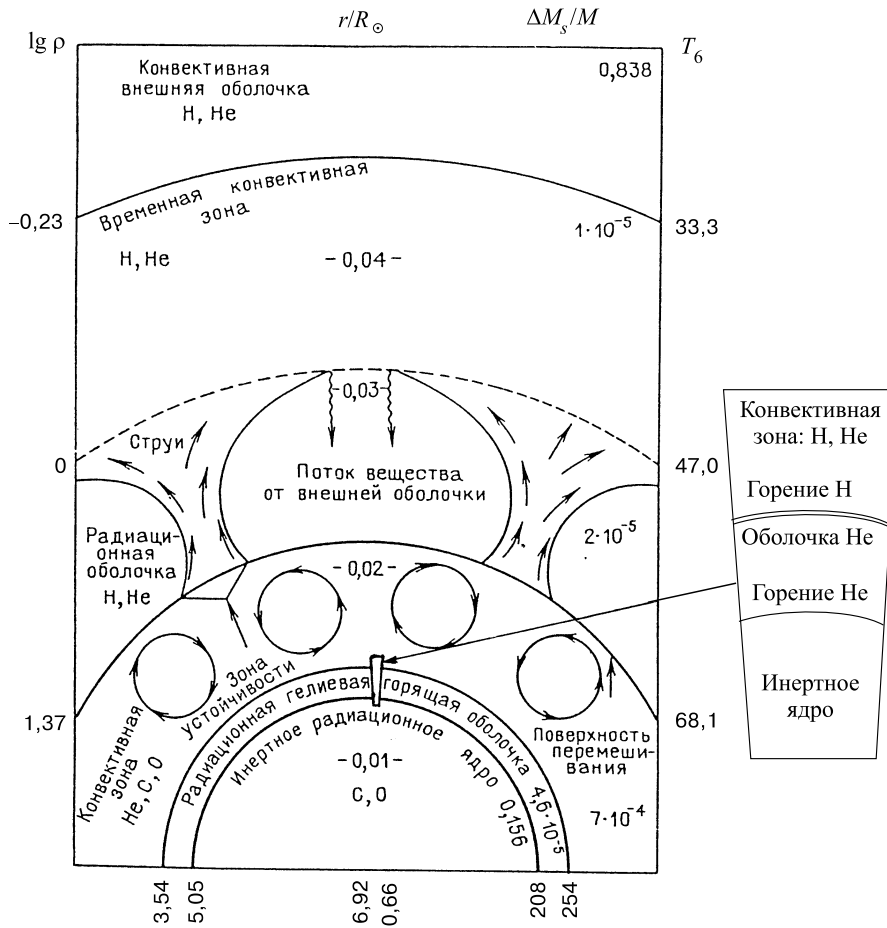
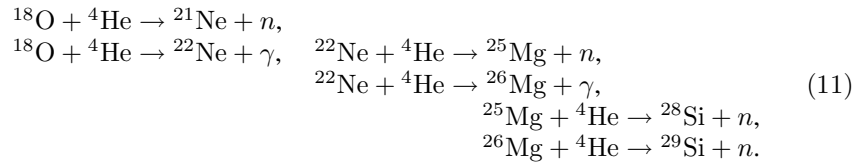


Рис. 7. Схема перемешивания вещества звезды при повторяющихся вспышках гелиевой оболочки [1]; на врезке изображен вариант горения водорода и гелия в близкорасположенных слоях; $T_6 = T/10^6$

(см. разд. 4) согласно реакциям:



Значительное количество нейтронов уже при $T \sim 10^8$ дает также реакция



При дальнейшем повышении температуры (до $\sim 10^9$ К) начинают гореть углерод и кислород (реакции $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ и $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$), образуя различные нуклиды с $20 \leq A \leq 32$. С учетом реакций последних с гелием могут образоваться практически все нуклиды до $A \sim 35$. Эти процессы происходят, как правило, квазистационарно. При этом центр звезды заполняет ядро, вокруг которого расположены один или два слоя горения тех или иных нуклидов и

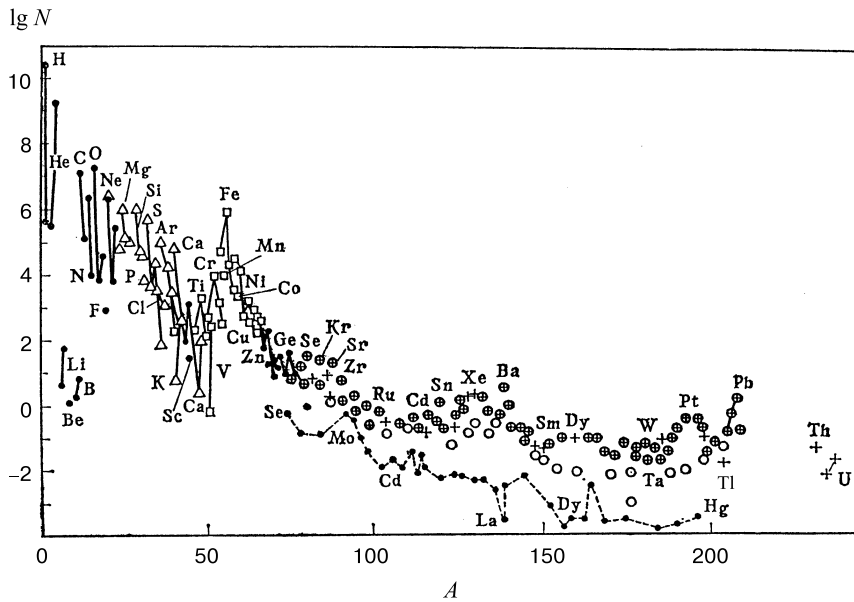


Рис. 8. Кривая ОР ($N_{\text{Si}} = 10^6$): указаны основные механизмы нуклеосинтеза: \triangle — взрывное горение С, О и Si, (\circ) — s -процесс, $(+)$ — r -процесс, \oplus — сравнимый вклад s - и r -процессов, \square — e -процесс: нуклиды, образующиеся в других процессах, отмечены точками. Штриховой линией соединены обойденные ядра; изотопы одного и того же элемента соединены прямыми линиями [1]

конвекционные слои, в которых перемешиваются продукты горения (рис. 7). Следует подчеркнуть, что отмеченное выше разнообразие начальных условий образования звезды существенно сказывается на ее свойствах и после ухода с ГП. Поэтому горение КС и КГ может принимать разные формы.

Более тяжелые нуклиды вблизи области железного пика могут образовываться при термоядерном горении ^{28}Si при $T \geq 3 \cdot 10^9$ К в форме, близкой к взрывному типу, или даже в новых и сверхновых, но в условиях ядерного статистического равновесия прямых и обратных реакций — так называемый e -процесс (см. рис. 8). При этом электроны атомов, расположенных в ядре звезды, отделяются и образуют вырожденный газ («вырожденное ядро звезды»). При больших плотностях этого газа, которые достигаются в тяжелых

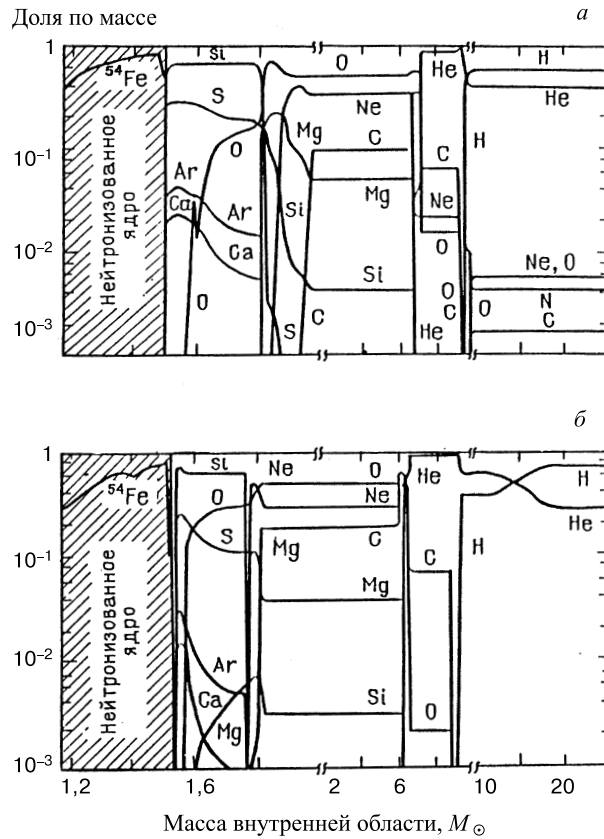


Рис. 9. Зависимость ОР элементов в предсверхновой (в долях полной массы) от массы внутренней области, изменяющейся от нуля в центре звезды до $25 M_{\odot}$ — полной массы звезды: а) звезда Населения I, б) звезда Населения II

КГ и КС, энергия электронов может быть столь большой, что протонам в атомных ядрах станет энергетически выгодно захватывать электроны и превращаться в нейтроны. На рис. 9 представлен расчет ОР различных элементов в звезде с $M = 25M_{\odot}$ в предвзрывном состоянии с таким «нейтронизованным ядром» в зависимости от массы внутренней области. После взрыва остаток звезды, по-видимому, превратится в нейтронную звезду. Ядра с $A \geq 70$ в результате термоядерных реакций не образуются — присоединение ${}^4\text{He}$ к таким ядрам, как правило, энергетически невыгодно, а если и выгодно, то очень сильно подавлено кулоновским барьером. Нуклеосинтезу этих ядер посвящен следующий раздел.

4. СИНТЕЗ ТЯЖЕЛЫХ ИЗОТОПОВ ПУТЕМ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОГО ЗАХВАТА НЕЙТРОНОВ ЯДРАМИ

Образование нуклидов с $A \geq 70$ в звездах происходит путем последовательного захвата нейтронов ядром, начиная с «зародышевого» (в основном, ${}^{56}\text{Fe}$). Этот процесс может протекать как в условиях гидростатического равновесия — медленно (*s*-процесс), так и быстро, как правило, при взрыве (*r*-процесс).

Медленный *s*-процесс характеризуется тем, что между двумя последовательными актами захвата нейтрона ядром проходит достаточно большой период времени (до 10^3 лет), так что почти все образующиеся β -активные ядра успевают распасться. В результате, за редкими исключениями, образуются только нуклиды, расположенные в ложбине β -стабильности строго вдоль так называемой «дорожки *s*-процесса» (см. рис. 10). Эта дорожка заканчивается на Bi ($A = 209$), после которого образуются α -активные ядра. На прохождение дорожки с заселением всей кривой ОР требуется в среднем 100 нейтронов.

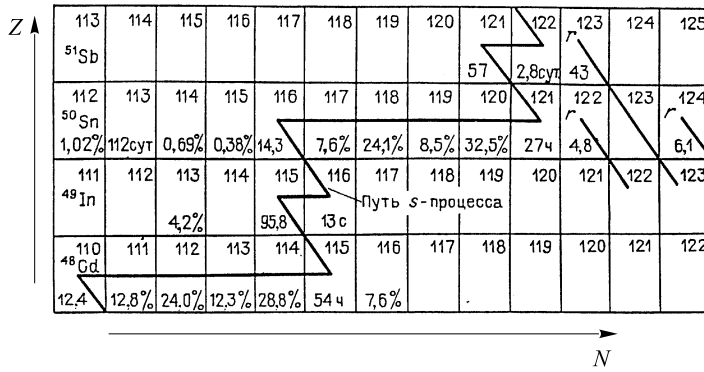


Рис. 10. Участок дорожки неразветвленного *s*-процесса

Медленный s -процесс протекает при $T \sim 10^8 - 3 \cdot 10^8$ К, плотности потока нейтронов $\sim 10^{15} - 10^{16} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ и наличии достаточного количества зародышевых нуклидов. Такие условия могут реализоваться в КГ с массой порядка нескольких M_{\odot} , например, в области смешивания горения Н и Не (см. врезку на рис. 7), в предположении, что все β -активные ядра успевают распасться, т.е. при одном зародышевом нуклиде может образовываться только один нуклид с заданным A , причем число $N_A(t)$ его ядер в момент времени t удовлетворяет уравнению

$$\frac{dN_A(t)}{dt} = \langle v\sigma \rangle_{T,A-1} n(t) N_{A-1}(t) - \langle v\sigma \rangle_{T,A} n(t) N_A(t), \quad (13)$$

где $n(t)$ — плотность нейтронов, а $\langle v\sigma \rangle_{T,A}$ — усредненное по максвелловским распределениям при температуре T нейтронов и ядер нуклида A произведение их относительной скорости на сечение захвата нейтрона. Отсюда, в частности, следует, что при установившемся режиме, когда можно пренебречь зависимостью N_A и n от t , имеет место соотношение

$$R_T(A-1, A) \equiv \frac{N_{A-1} \langle v\sigma \rangle_{T,A-1}}{N_A \langle v\sigma \rangle_{T,A}} = 1. \quad (14)$$

Приближенно оно должно выполняться для близких по массе нуклидов при реальной временной зависимости s -процесса. Это действительно имеет место для стабильных изотопов олова и самария, которые, как считается, в основном образуются в s -процессе (причем в этих случаях R слабо зависит от t):

$$\begin{aligned} R(^{148}\text{Sm}, ^{150}\text{Sm}) &= 0,98 \pm 0,06, \\ R(^{116}\text{Sn}, ^{118}\text{Sn}) &= 0,8 \pm 0,2, \\ R(^{120}\text{Sn}, ^{118}\text{Sn}) &= 0,9 \pm 0,3. \end{aligned} \quad (15)$$

Уравнение (13) обычно рассматривается в естественном предположении, что температура постоянна, а зародышевый нуклид за время s -процесса не образуется. В этом случае, вводя новые переменные:

$$\begin{aligned} \tau &= v_T \int_0^t dt'(t'), \quad \sigma_k = \langle v\sigma \rangle_{T,k+55} / v_T, \\ \psi_k(\tau) &= \sigma_{k+55} N_{k+55}(t) / N_{56}(0), \quad k = A - 55, \end{aligned} \quad (16)$$

где $v_T = \sqrt{2k_B T / m}$ — наиболее вероятная скорость максвелловских нейтронов, а зародышевый нуклид — ^{56}Fe , получаем систему уравнений

$$\frac{d\psi_1}{d\tau} = -\sigma_1 \psi_1 \quad (17a)$$

$$\frac{d\psi_k}{d\tau} = \sigma_k [\psi_{k-1}(\tau) - \psi_k(\tau)], \quad 2 \leq k \leq 154, \quad (17b)$$

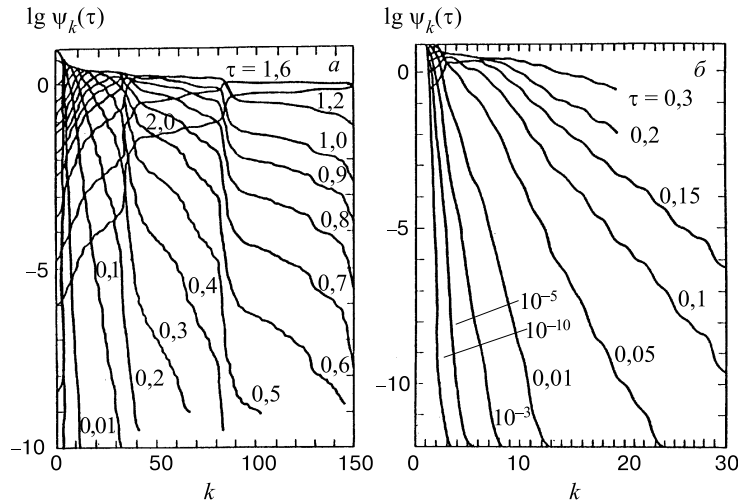


Рис. 11. Графики функций ψ_k : а) область $0,01 \leq \tau/m_b \leq 2$, б) область малых τ/m_b [8]

при начальном условии $\psi_k(0) = \sigma_1 \delta_{1k}$. Ее решение можно представить в виде

$$\psi_k(\tau) = \sum_{i=1}^k c_{ik} \exp(-\sigma_i \tau), \quad c_{ik} = \sigma_i \prod_{j=1, j \neq k} \frac{\sigma_j}{\sigma_j - \sigma_k}. \quad (18)$$

На рис. 11 представлены графики ψ_k как функций τ ; расчет для $T \sim 3 \cdot 10^8$ К с оцененными данными о сечениях [8]. Для сравнения этих результатов с данными о ОР $\sigma_k N_{k+55}^{\text{exp}}$ необходимо знать зависимость от времени нейтронной экспозиции $n(t)$.

Обычно предполагается, что эта зависимость экспоненциальная:

$$\sigma_k N_{k+55}^{\text{theor}} = \int_0^{\infty} d\tau \psi_k(\tau) \rho(\tau), \quad \rho(\tau) = G \exp(-\tau/\tau_0), \quad (19)$$

где G и τ_0 — подгоночные константы. Результат такого подхода приведен на рис. 12. Видно, что, помимо области $A \approx 60 - 70$ (в которой, как следует из рис. 8, заметную роль играет e -процесс), одной гладкой монотонной кривой (19) удастся удовлетворительно описать отличающиеся на порядки ОР почти 50 нуклидов, для которых, как предполагается, основным источником является s -процесс. В рамках некоторых моделей (см. ниже) теория предсказывает, что $\rho(\tau)$ является суммой двух экспонент; это приводит к еще лучшему согласию с экспериментом.

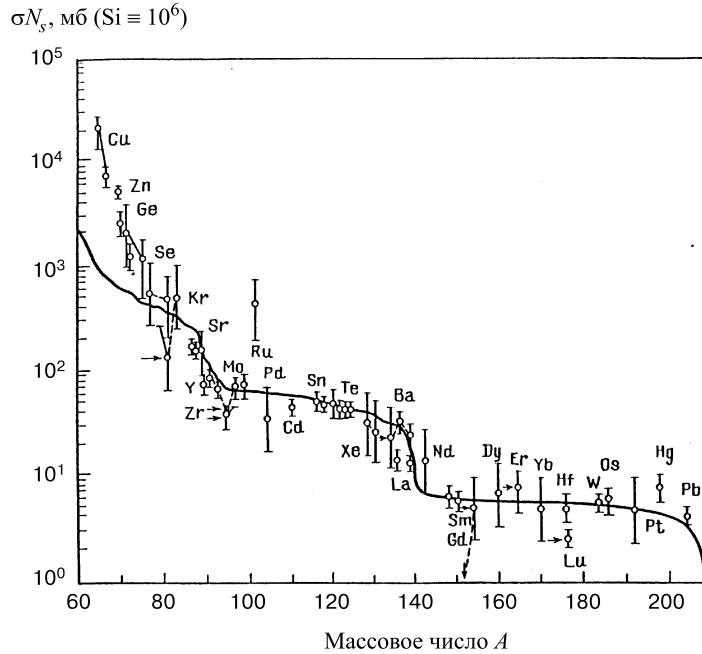


Рис. 12. Экспериментальная кривая $\sigma N_s = f(A)$ для элементов Солнечной системы. Стрелкой указаны частично обойденные ядра из-за разветвления s -процесса

Особого внимания заслуживают несколько областей на A, Z -плоскости, в которых из-за большого времени жизни β -активных изотопов возможно разветвление s -процесса типа представленного на рис. 13. Учет роли таких областей, а также вклада от образования долгоживущих изомерных состояний важен, поскольку эти эффекты могут заметно изменить теоретические значения ОР, причем это изменение зависит от скорости развития s -процесса в реальном времени. Таким образом, s -процесс представляется довольно обоснованным*, и, более того, сравнение данных о ОР с расчетными в рамках моделей звезд может быть использовано для их проверки. В связи с этим представляет интерес модель импульсного s -процесса, согласно которой один раз в несколько тысяч лет в результате «встряски» звезды в узком слое ($\sim 10^{-7} M$; см. рис. 7) исходные продукты смешиваются. Сам процесс идет порядка 10 лет (вторая экспонента), в течение которых основная доля продуктов исчерпывается. Затем накапливаются новые продукты, и все повторяется. При этом между импульсами происходит переход части

*Важным аргументом в пользу существования s -процесса является также обнаружение в спектрах звезд линий технеция.

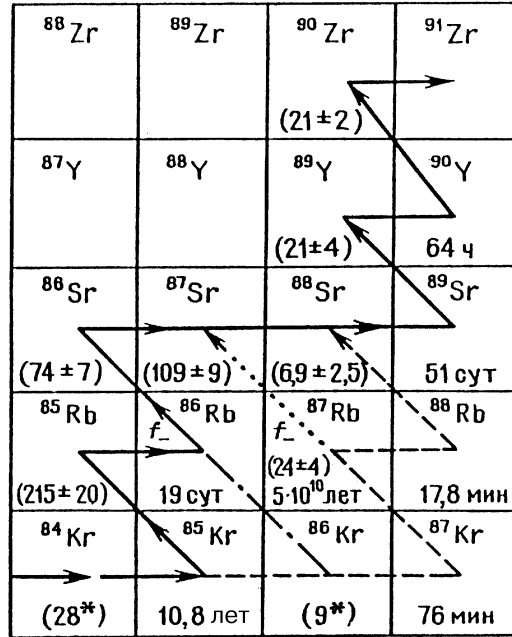


Рис. 13. Дорожка разветвленного s -процесса через изотопы Kr, Rb, Sr, Y, Zr, штриховые линии — возможные ответвления от основного пути процесса. Для радиоактивных ядер приведены периоды полураспада, для стабильных (в скобках) — сечения захвата нейтронов в мб

сгоревшего материала в ядро звезды, и слой смещается вверх (см. рис 14), что приводит к приблизительно экспоненциальной экспозиции. На рис. 15 представлен результат сравнения расчетов зависимости от A произведения σN_A с экспериментом для Солнечной системы при разных предположениях о деталях механизма такого s -процесса. Видно, что такой подход может стать эффективным методом проверки моделей звезд, причем он тем точнее, чем надежнее данные о σ и N_A (подробнее см. обзоры [9,10]).

Хотя закономерности s -процесса и его астрофизическое место, в основном, выяснены, еще далеко не все вопросы разрешены даже в отношении системы уравнений (13), поскольку входящие в нее основные «внешние» параметры — величины $\langle v\sigma \rangle_{T,A}$ — при разных температурах недостаточно полны и точны. А так как этот процесс представляет собой цепочку последовательных захватов нейтронов, с ростом A погрешность расчета накапливается. В частности, значительную неопределенность вносит отсутствие надежных данных о сечениях захвата нейтронов изотопами: ^{36}S , $^{46,48}\text{Ca}$, ^{50}Ti , $^{84,86}\text{Kr}$. В то же время, очевидно, что для проверки моделей звезд путем сравнения результатов расчета s -процесса с «экспериментальными» данными (например, спек-

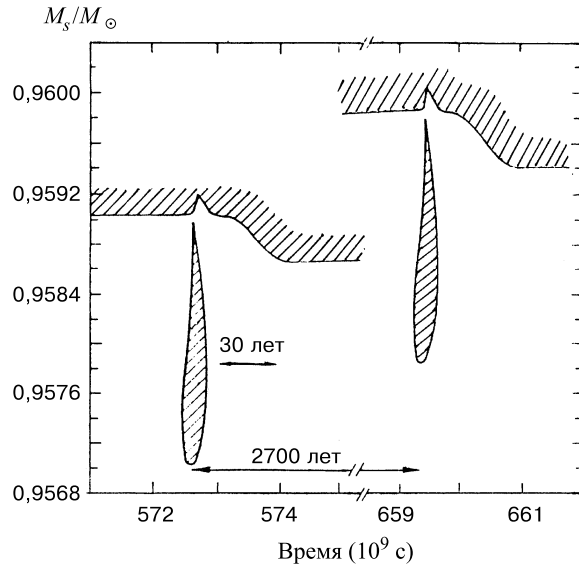


Рис. 14. Зависимость от массы внутренней области (в долях M_\odot) положения и размера зоны смешивания и горения и конвективной зоны для 15-й и 16-й вспышек звезды с $M = 7M_s$

тральными характеристиками звезды) эти неопределенности заведомо должны быть устранены. Поэтому актуальной проблемой является уточнение экспериментальных данных о величинах $\langle v\sigma \rangle_{T,A}$, особенно при $T = 10 - 20$ кэВ, где пока не удается их измерить непосредственно (см. следующий раздел).

Быстрый r -процесс характерен тем, что время между двумя последовательными актами захвата нейтрона ядром столь мало (порядка 10^{-2} с), что даже некоторые короткоживущие радиоактивные и/или возбужденные ядра захватывают нейтрон, не успев распасться. Поскольку при этом процессе зародышевыми могут быть любые ядра, образованные в s -процессе, его результатом могут стать различные нейтроноизбыточные изотопы, включая трансактиниды, заполняющие целую полосу на плоскости $A - Z$. Для его реализации необходимы температура $T > 10^9$ К и плотность потока нейтронов $10^{27} - 10^{33}$ $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. При таких условиях, по-видимому, имеет место равновесие реакций: $(n, \gamma) \leftrightarrow (\gamma, n)$. Типичный пример полосы r -процесса представлен на рис. 16 для случая $T = 10^{10}$ К, плотности нейтронов 10^{24} см^{-3} (плотности потока нейтронов $\sim 10^{33}$ $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$) за цикл длительностью 5 с.

Астрофизическое место r -процесса пока недостаточно четко определено. С большой вероятностью он должен происходить в ядре сверхновой, в ее оболочке при прохождении через нее ударной волны и других явлениях, сопровождающихся мощным выделением энергии. Однако этот процесс, безусловно,

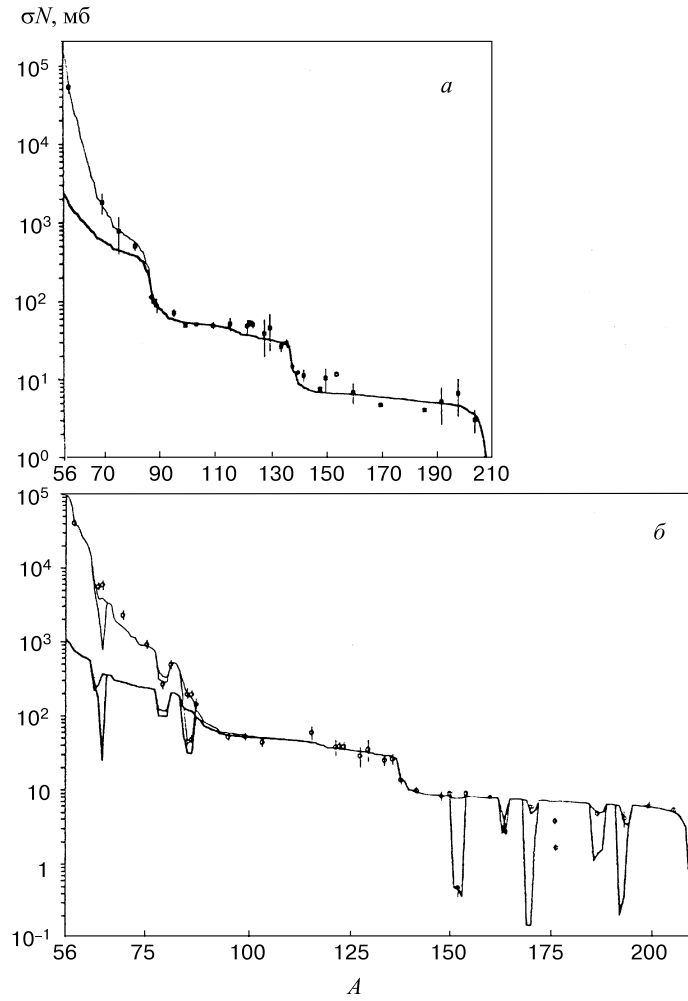


Рис. 15. Сравнение расчетов зависимости от A произведения σN_A ($N_A = 10^6$ для Si) для ядер, образуемых, как правило, в s -процессе; рис. a и b — разные данные об N_A , тонкая и толстая линии — разные модели горения He. Погрешности указаны у экспериментальных значений σN_A ядер, образуемых только или почти только в s -процессе

достаточно широко распространен во Вселенной, поскольку только благодаря ему смогли образоваться в достаточных количествах нуклиды с $A > 209$, а также нейтроноизбыточные изотопы элементов, расположенных вдоль дорожки s -процесса. ОР тяжелых нуклидов, которые не могут образоваться в

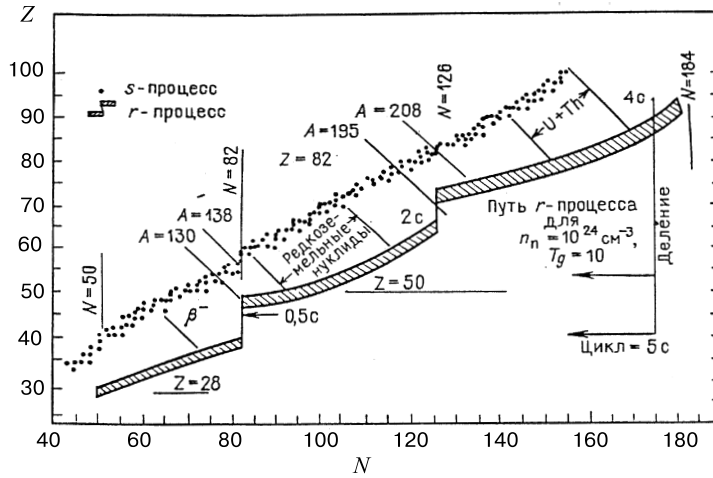


Рис. 16. Полоса r -процесса при температуре 10^{10} К и плотности нейтронов 10^{24} см $^{-3}$ [1]

результате s - или r -процесса (так называемых обойденных нуклидов), как видно из рис. 8, очень мала.

Есть серьезные основания считать, что Солнечная система возникла вскоре после того, как вблизи вспыхнула сверхновая, и продукты r -процесса добавились к исходному газопылевому облаку (на это указывает изотопный состав древнейших метеоритов). Возможно, ударная волна от сверхновой и инициировала гравитационное сжатие, приведшее к образованию Солнечной системы.

В последние годы интенсивно ведутся теоретические исследования быстрых процессов в астрофизических объектах (взрывов новых и сверхновых, распространения ударных волн и т.д.). Поэтому детальные расчеты r -процесса в различных условиях становятся все актуальнее, и требуются надежные данные о величинах $\langle v\sigma \rangle_T$ в широкой области значений A и Z , в частности, для радиоактивных и возбужденных ядер.

5. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИЙ, НЕОБХОДИМЫХ ДЛЯ РАСЧЕТА ПРОЦЕССОВ НУКЛЕОСИНТЕЗА В ЗВЕЗДАХ

Из сказанного в разд. 3 видно, что для количественного описания термоядерного горения звезд необходимы достаточно точные данные об очень многих сечениях реакций типа протон-ядро и ядро-ядро, причем в той области энергий, в которой из-за кулоновского барьера эти сечения крайне малы

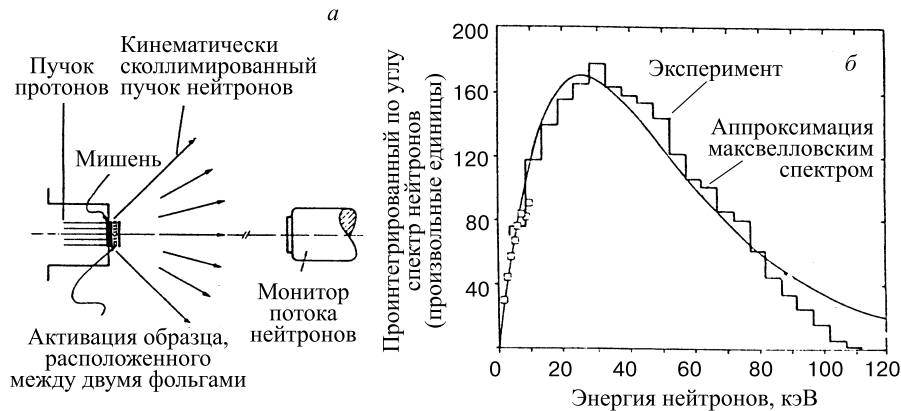


Рис. 17. Установка для измерения активационным методом сечений захвата квазизвездных нейтронов (Карлсруэ): а) схема установки, б) спектр генерируемых нейтронов [9]

— часто на много порядков меньше доступных для экспериментальных исследований. Надежная экстраполяция экспериментальных данных в эти области, как правило, бывает затруднительна, особенно, если заметный вклад в сечение дают резонансы. В ряде случаев для этого могут оказаться полезными данные о сечениях обратных реакций, в первую очередь, нейтрон-ядерных.

Однако, как уже говорилось в разд. 4, кардинальную роль при описании s - и r -процессов нуклеосинтеза в звездах играют данные о нейтрон-ядерных реакциях. Для корректных расчетов этих процессов необходимы достаточно точные и надежные данные о величинах $\langle v\sigma \rangle_T$, т.е. о сечениях захвата всеми ядрами тяжелее железа нейтронов с максвелловским спектром при различных температурах порядка 10 кэВ и выше — «квазизвездных» нейтронов. Для ряда ядер (в частности, магических и околомагических) такие данные можно получить только путем прямого измерения сечений с использованием интенсивных потоков квазизвездных нейтронов, поскольку другие методы (например, спектрометрия по времени пролета с последующим интегрированием по максвелловскому спектру при требуемой температуре экспериментальных значений зависящих от энергии сечений) не позволяют корректно учесть вклад в сечения за счет прямого (нерезонансного) захвата, который может быть весьма существенным. Но до настоящего времени удавалось получать интенсивные потоки квазизвездных нейтронов только при двух температурах: $kT = 25$ и 52 кэВ, в частности, на установке Института ядерной физики-III Исследовательского центра в Карлсруэ (рис. 17). Для этого был использован тот факт, что проинтегрированный по углам вылета в пределах определенного телесного угла (кинематически сколлимированный) спектр нейтронов, соответственно, от реакций ${}^7\text{Li}(p, n)$ при энергии протонов $E_p = 1912$ кэВ и

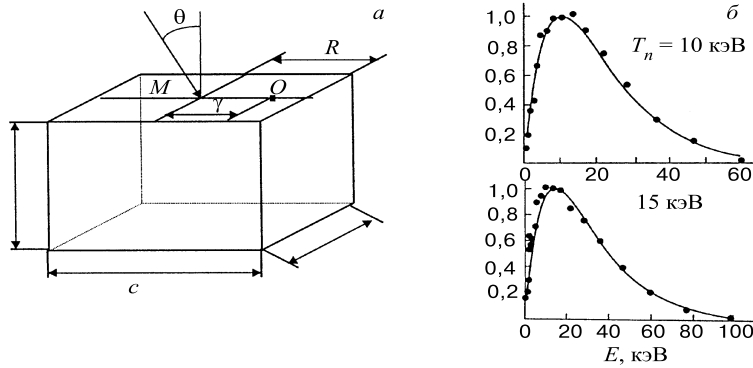


Рис. 18. Метод генерации квазизвездных нейтронов с варьируемой температурой [11]: а) схема установки, б) примеры рассчитанных нейтронных спектров

$T(p, n)$ при $E_p = 1099$ кэВ оказывается близким к максвелловскому при указанных температурах (см., например, [9]).

Для генерации интенсивных потоков квазизвездных нейтронов с температурой, изменяемой в диапазоне $10 \leq kT \leq 40$ кэВ, в совместной работе [11] ИЯИ РАН и ЛНФ ОИЯИ предложены и реализуются новые методы, основанные на использовании процесса упругого замедления нейтронов в блоках замедлителя специальной формы. На основе детальных расчетов, включающих вариацию параметров источника нейтронов и состава и формы блока замедлителя, найдено, что одним из оптимальных вариантов генератора квазизвездных нейтронов может служить установка, представленная на рис. 18,а. Нейтроны образуются протонами от ускорителя Ван-де-Граафа, падающими на литиевую мишень M , расположенную у поверхности графитовой призмы. Расчеты [11] показывают, что при определенных размерах призмы, энергии протонов над порогом реакции ${}^7\text{Li}(p, n)$ и расстоянии r от места попадания нейтронов в призму до образца O спектр нейтронов, вылетающих из графитовой призмы и падающих на образец, оказывается близким к максвелловскому с заданной температурой, как это видно на рис. 18,б.

Для измерения сечений взаимодействия нейтронов с радиоактивными и возбужденными ядрами, а также с ядрами, имеющимися в крайне малых количествах и/или при очень малых сечениях, планируется использовать спектрометры по времени замедления (СВЗ) нейтронов в свинце 3-го поколения, т.е. со сверхинтенсивным источником нейтронов, образуемых в реакции скалывания под действием пучков протонов в мишенях сильноточных ускорителей типа мезонных фабрик.

Метод спектрометрии с помощью СВЗ основан на том факте, что быстрые нейтроны от импульсного источника в процессе замедления в тяжелой

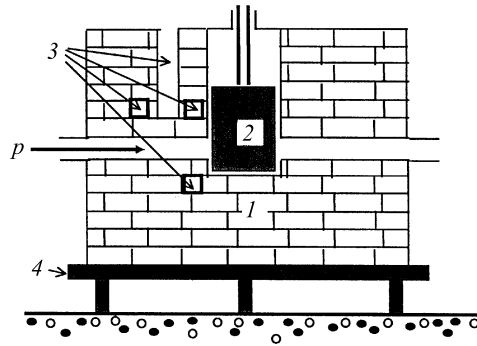


Рис. 19. Схема установки ПИТОН (центральный вертикальный разрез): 1 — куб, собранный из сверхчистых (99,99 %) свинцовых кирпичей; 2 — свинцовая мишень, вводимая в пучок во время измерений, 3 — экспериментальные каналы; 4 — опорная платформа; p — пучок протонов

среде группируются по энергии вблизи некоторой средней \bar{E} , своей для каждого момента времени после нейтронного импульса. Поэтому измерение временной зависимости скорости образования продуктов изучаемой реакции позволяет определять энергетическую зависимость сечения этой реакции. СВЗ имеют светосилу в $10^3 - 10^4$ раз больше, чем спектрометры по времени пролета при той же интенсивности нейтронного источника и том же энергетическом разрешении $\Delta\bar{E}/\bar{E}$, которое для СВЗ составляет 30-45 %. И тем не менее, несмотря на столь ограниченное энергетическое разрешение, СВЗ получили довольно широкое распространение в мире [12]. В частности, ввиду ограниченности $\Delta\bar{E}/\bar{E}$ СВЗ целесообразно использовать в случаях, когда необходима высокая светосила и не требуется высокое разрешение. В частности, СВЗ особенно удобны для измерения энергетической зависимости сечения и последующего усреднения результата по максвелловскому спектру.

В ИЯИ проводятся эксперименты на установке ПИТОН (см. рис. 19) — первом СВЗ 3-го поколения на основе пучка протонов сверхточного ускорителя Московской мезонной фабрики (ММФ) ИЯИ РАН [13]. Установка ПИТОН является прототипом большого СВЗ (> 100 т свинца) также на основе пучка протонов ММФ, который планируется ввести в эксплуатацию в ближайшее время. ПИТОН в основном предназначается для исследования характеристик и отработки методик эксплуатации СВЗ 3-го поколения. Кроме того, несмотря на малые размеры ПИТОНа ($\approx 1 \text{ м}^3$ свинца) и, как следствие этого, быстрое затухание плотности потока нейтронов Φ со временем, в области энергий $\leq 100 \text{ эВ}$ в местах расположения исследуемых образцов Φ составляет $10^6 - 10^7 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{эВ}^{-1}$, что более чем на порядок превышает Φ в лучших в мире СВЗ 2-го поколения (с нейтронными источниками

на основе электронных ускорителей). Выполненные на ПИТОНе исследования показали, что с помощью СВЗ 3-го поколения действительно можно эффективно изучать реакции с малыми сечениями σ_x и небольшим числом N исследуемых ядер. В большом СВЗ, как показывают оценки, можно будет достичь Φ в 10–100 раз большую. Это позволит при $N\sigma_x \sim 10^{-11} - 10^{-12} \text{ см}^2$ регистрировать одно событие в секунду, что вполне достаточно для экспериментов со многими нестабильными изотопами, образуемыми непосредственно в самом спектрометре.

Как и эксперименты с квазизвездными нейтронами, эксперименты на СВЗ будут проводиться ИЯИ РАН и ЛНФ ОИЯИ совместно.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Картина эволюции ранней Вселенной в период спустя 0,01 с получена в рамках основной гипотезы космологии, согласно которой законы природы (законы физики), установленные на основе изучения весьма ограниченной части Вселенной, могут быть экстраполированы на всю Вселенную, на процессы образования и эволюции звезд. Однако сами законы природы всегда устанавливаются на определенном уровне точности и нуждаются в постоянном уточнении, что приводит к уточнению и даже изменению представлений о механизмах различных процессов, рассматриваемых астрофизикой. В свою очередь, это требует возрастания полноты и точности экспериментальных данных. В частности, для расчетов нуклеосинтеза ядер тяжелее железа необходимо существенно повысить точность и расширить набор данных о сечениях нейтрон-ядерных реакций, усредненных по максвелловскому спектру нейтронов при температурах от 10 кэВ и выше. В ИЯИ РАН и ЛНФ ОИЯИ созданы и создаются новые, более эффективные экспериментальные установки для измерения таких сечений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Крамаровский Я.М., Чечев В.П. — Синтез элементов во Вселенной. М.: Наука, 1987.
2. Камерон А.Дж.У. — Ядерная астрофизика. Под. ред. Ч.Барнса, Д.Клейтона, Д.Шрамма. М.: Мир, 1986.
3. Boesgaard A.M., Steigman G. — Ann. Rev. Astron. Astrophys., 1985, v.23, p.319.
4. Riley S.P., Irvine J.M. — J. Phys. G: Nucl. Part. Phys., 1991, v.17, p.35.
5. Клапдор-Клайнгротхаус Г.В., Штаудт А. — Неускорительная физика элементарных частиц: Пер. с нем. М.: Наука, 1997.
6. Вайнберг С. — Первые три минуты (Современный взгляд на происхождение Вселенной): Пер. с англ. М.: Энергоиздат, 1981.
7. Шкловский И.С. — Звезды: их рождение, жизнь и смерть. 3-е изд. М.: Наука, 1981.

8. **Newton M.J.** — *Astroph. J.*, 1978, v.219, p.676.
9. **Kaeppler F., Beer H., Wisshak K.** — *Rep. Prog. Phys.*, 1989, v.52, p.945.
10. **Kaeppler F.** — *Nucl. Phys.*, 1997, v.A621, p.221.
11. **Kazarnovsky M.V., Langer O.A., Matushko G.K. et al.** — *Nucl. Phys.*, 1997, v.A621, p.239
12. **Попов Ю.П.** — *ЭЧАЯ*, 1995, т.26, вып 6, с.1503.
13. **Алексеев А.А. и др.** — *Ядерная физика*, 1999, v.62, p.851.