

СИНТЕЗ ЭЛЕМЕНТОВ В S-ПРОЦЕССЕ

В. С. ШОРИН, В. М. ГРИБУНИН, В. Н. КОНОНОВ, И. И. СИДОРОВА

Поступила 11 ноября 1968

Пересмотрена 14 мая 1971

S-процесс звездного нуклеосинтеза, рассматриваемый как последовательный „медленный“ захват нейтронов ядрами железа, был смоделирован на аналоговой вычислительной машине. Полученные решения хорошо объясняют наблюдаемую корреляцию между распространенностью ядер в солнечной системе и сечениями радиационного захвата нейтронов, если предположить, что функция распределения нейтронных экспозиций $\rho(\tau)$ имеет вид: $\rho(\tau) = G_1 \exp(-\tau/\tau_1) + G_2 \exp(-\tau/\tau_2)$.

В работе рассматривается роль ядерных изомерных состояний, возбуждаемых в процессе захвата нейтронов.

Среди возможных механизмов образования элементов в звездах (r-, p-, e-процессы и др.) особое место принадлежит медленному (s) процессу радиационного захвата нейтронов на стадии красных гигантов. Основанием модели s-процесса служит экспериментально обнаруженная корреляция между распространенностью ядер N_s с $A > 60$ и сечениями радиационного захвата нейтронов $\sigma_{n\gamma}$ в области энергии $E_n \sim 25$ кэв, соответствующей температуре звездной среды $T \sim 3 \cdot 10^8$ °K [1—4].

Задачу синтеза элементов в s-процессе, как показано в работе [2], можно рассматривать как последовательный медленный (относительно β -распадов) захват нейтронов некоторыми исходными ядрами (Fe^{56}), который описывается системой дифференциальных уравнений

$$\frac{d\psi(56)}{d\tau} = -\sigma_{56}\psi(56)$$

$$\dots \dots \dots (1)$$

$$\frac{d\psi(A)}{d\tau} = -\sigma_A\psi(A) + \sigma_{A-1}\psi(A-1)$$

с начальными условиями $\psi(56,0) = 1, \psi(A, 0) = 0$.

Здесь $\psi(A, \tau) = \sigma_{n\gamma}^A N(A, \tau)$, $\tau = \int \Phi_n dt$ — интегральный поток нейтронов, Φ_n — нейтронный поток, t — время. Последовательный захват нейтронов заканчивается на Bi^{209} , последнем стабильном ядре.

Система уравнений (1) имеет аналитическое решение

$$\psi(A, \tau) = \prod_{k=A_0+1}^{A-A_0} \sigma_k \sum_{l=A_0}^{A-A_0} \frac{\exp(-\sigma_l \tau)}{\prod_{l=A_0, l \neq k} (\sigma_l - \sigma_k)} \quad (2)$$

Однако воспользоваться этим решением, по-видимому, трудно из-за особенности в знаменателе и неопределенности в величинах сечений захвата $\sigma_{n\gamma}$. Отмечая этот факт, Клейтон и др. [2] предложили приближенный алгоритм решения системы уравнений (1) и показали, что существующая корреляция между N_n и $\sigma_{n\gamma}$ является результатом суперпозиций целого набора интегральных потоков τ , а не одного фиксированного потока, т. е.

$$\Psi(A) = \int \psi(A, \tau) \rho(\tau) d\tau, \quad (3)$$

причем $\rho(\tau)$ — плавная, спадающая функция τ . $\rho(\tau) d\tau$ имеет смысл числа исходных ядер Fe^{56} , облучаемых потоками нейтронов в интервале $\tau, \tau + d\tau$, или, другими словами, функция распределения $\rho(\tau)$ характеризует вероятность реализации данной экспозиции τ в звездных объектах.

Моделирование s-процесса на АВМ. В данной работе задача синтеза элементов в s-процессе была смоделирована на аналоговой вычислительной машине (АВМ) „Байкал“, описанной в работе [5]. Применение аналоговой машины для решения систем уравнений типа (1) обеспечивает удовлетворительную точность и обладает рядом преимуществ перед ЦВМ, а именно: непрерывность получаемых решений $\psi(A, \tau)$, простой учет ветвлений на пути s-процесса и, в частности, α -распада Po^{210} при синтезе ядер Pb^{208} — Bi^{209} , легко осуществляемое варьирование величин $\sigma_{n\gamma}$.

Для решения системы уравнений (1) необходимо знать сечения радиационного захвата нейтронов для всех ядер, лежащих на пути s-процесса. В настоящее время экспериментальные данные имеются только приблизительно для половины интересующих нас ядер. Для получения недостающих величин $\sigma_{n\gamma}$ привлекалась статистическая теория ядерных реакций, с помощью которой были вычислены отно-

сительные величины сечений захвата для изотопов, а абсолютные величины находились путем нормировки к известным сечениям захвата для элементов. Методика расчетов подробно описана в работе [6]. Используемые в данной задаче сечения радиационного захвата нейтронов при энергии $E_n = 25$ кэв, экспериментальные и оцененные, приведены на рис. 1.

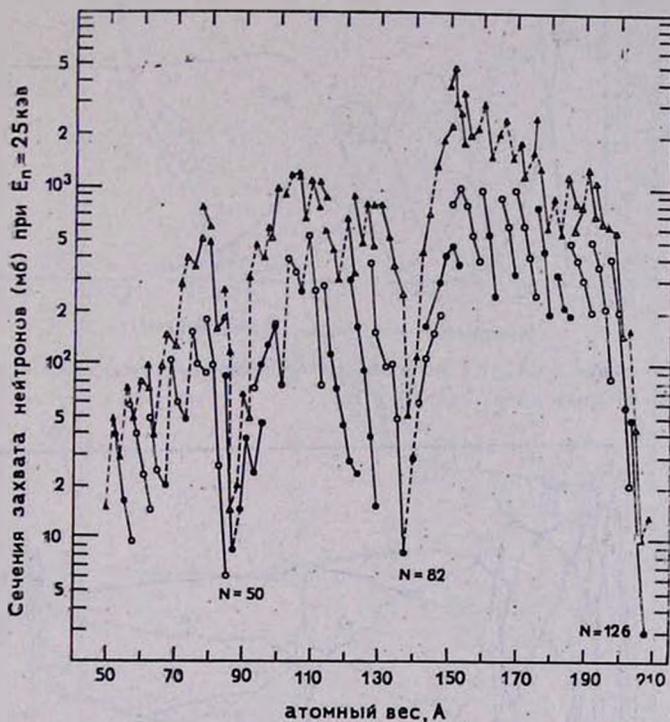


Рис. 1. Сечения радиационного захвата нейтронов при энергии 25 кэв. ●, ○ — экспериментальные и расчетные данные для четно-четных ядер; ▲, △ — для нечетных ядер; изотопы одного элемента соединены сплошной линией.

Р соответствии с возможностями аналоговой машины „Байкал“ система уравнений (1)—180 уравнений — разбивалась на четыре подсистемы. Решение последнего уравнения одной подсистемы запоминалось и вводилось в последующую подсистему в качестве исходной функции. Некоторые из полученных решений показаны на рис. 2. Отметим, что решения системы уравнений (1) слабо чувствительны к величинам $\sigma_{n\gamma}$, кроме области малых сечений захвата (магические ядра и ядра группы Fe, Co, Ni), где точность решения порядка точности $\sigma_{n\gamma}$. Сравнение приведенных на рис. 3 решений $\psi(A, \tau)$ при фиксирован-

ных τ с величинами $\sigma_{пт} N_s$ для ядер, синтезированных главным образом в s -процессе (рис. 4), подтверждает тот факт, что нельзя объяс-

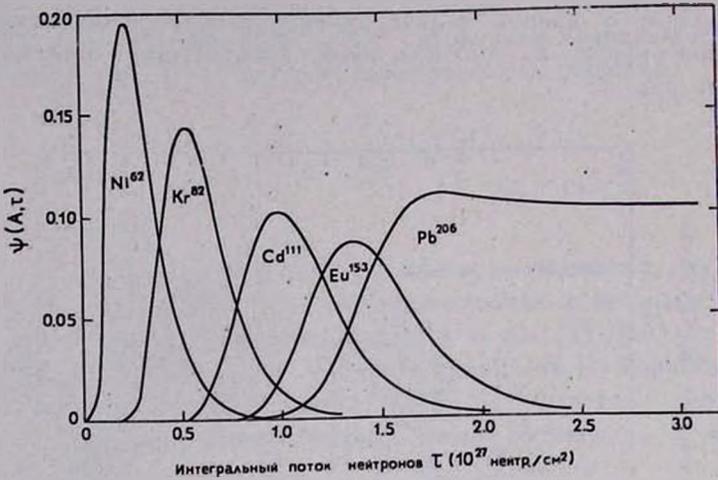


Рис. 2. Решения $\psi(A, \tau)$ в зависимости от величины интегрального потока нейтронов τ для некоторых ядер. $\psi(56, 0) = 1$.

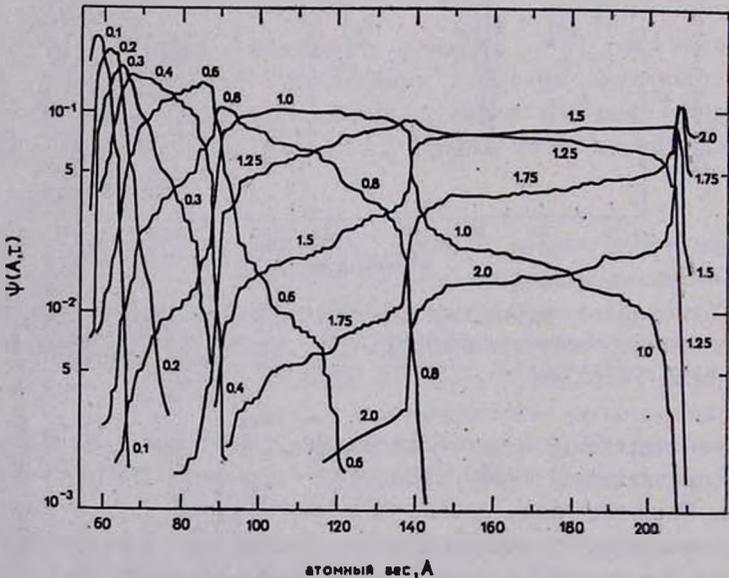


Рис. 3. Решения $\psi(A, \tau)$ в зависимости от атомного веса A при фиксированных параметрах τ .

нить синтез элементов действием одного потока τ для всей рассматриваемой области $A = 60 + 210$. На рис. 4 приведены также теоре-

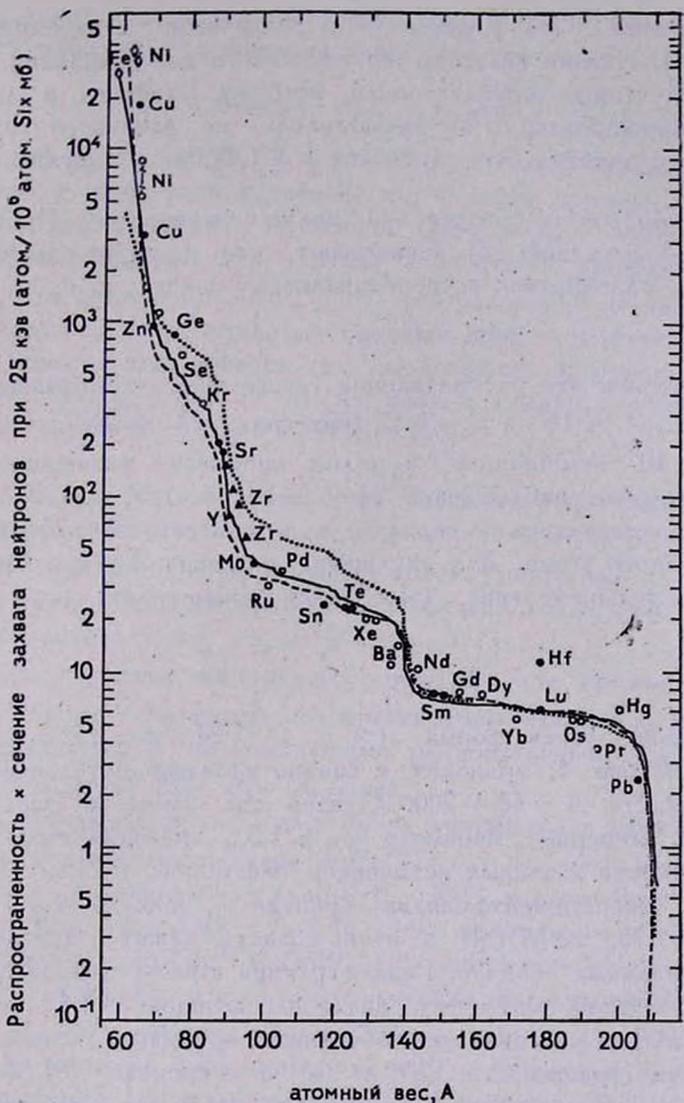


Рис. 4. Корреляция между распространенностью ядер в солнечной системе N_s и сечениями захвата нейтронов при $kT = 25$ кэв. Теоретические кривые $\Psi(A) = N(A)\sigma_{nT}(A)$ рассчитаны для трех видов функции [распределения нейтронных экспозиций $\rho(\tau)$]. $\dots \rho(\tau) = 1.14 \cdot 10^4 \exp(-\tau/0.17)$. $-\dots - \rho(\tau) = 24 \tau^{-3.2}$, $\tau < 1.35$; $\rho(\tau) = 0$, $\tau > 1.35$. $— \rho(\tau) = 2.3 \cdot 10^3 \exp(-\tau/0.22) + 1.6 \cdot 10^3 \exp(-\tau/0.059)$. \bullet — N для ядер, образованных только в s-процессе, экспериментальные σ_{nT} , \circ — расчетные значения σ_{nT} ; \blacktriangle — ядра, образованные преимущественно в s-процессе, экспериментальные σ_{nT} ; \blacklozenge — ядра, образованные преимущественно в r-процессе.

тические кривые $\Psi(A)$ в форме (3) с различными функциями распределения $\rho(\tau)$. Нужно сказать, что детального сопоставления решений $\Psi(A, \tau)$, полученных приближенным методом Клейтона и др. [2] и методом моделирования, не проводилось, но заметного различия в конечных результатах, и в частности в $\Psi(A)$, не обнаруживается.

Функции распределения нейтронных экспозиций. Простые физические соображения [3] показывают, что функция распределения $\rho(\tau)$ должна подчиняться экспоненциальному закону, т. е.

$$\rho(\tau) = G \exp(-\tau/\tau_0). \quad (4)$$

Из рис. 4 видно, что распределение такого вида с выбранными параметрами $G = 1.14 \cdot 10^4$ и $\tau_0 = 0.17$ (интегральный поток τ измеряется в единицах 10^{27} нейтрон/см²) в целом описывает экспериментальные данные. Отличие наблюдается в области $A < 65$, где $\Psi(A)$ идет ниже экспериментальных величин, и в области $A = 75 + 135$, где $\Psi(A)$ — немного выше. Для улучшения согласия Зигер и Фаулер [7] предложили распределение $\rho(\tau)$ с тремя параметрами:

$$\begin{aligned} \rho(\tau) &= G' \cdot \tau^{-n}, \quad \tau \leq \tau_{\max} \\ \rho(\tau) &= 0, \quad \tau > \tau_{\max}. \end{aligned} \quad (5)$$

Действительно, такая форма $\rho(\tau)$ с $G' = 24$, $n = 3,2$ и $\tau_{\max} = 1,35$, как видно из рис. 4, приводит к вполне удовлетворительным результатам в области $A = 60 + 200$. Однако она имеет и существенные недостатки. Во-первых, параметр $\tau_{\max} = 1,35$, имеющий смысл ограниченной мощности звездных источников нейтронов, выбран из условия согласия с экспериментальными данными в области $A = 140 + 200$; если $\tau_{\max} \gg 1,35$, то $\Psi(A)$ в этой области лежит в два раза выше экспериментальных величин. Резкая граница в распределении $\rho(\tau)$ приводит к особенно быстрому спадаению функции $\Psi(A)$ в области $A = 206 + 209$ и не позволяет объяснить преимущественное образование Pb^{206} по сравнению с Pb^{208} и Pb^{210} в s -процессе [8]. Во-вторых, в области $A < 60$ степенная форма $\rho(\tau)$ приводит к резкому возрастанию $\Psi(A)$ и оказывается, например, что в s -процессе должно образоваться гораздо больше ядер Fe^{58} , чем имеется, хотя основная доля ядер Fe^{58} синтезируется в e -процессе [9]. Для устранения

этого противоречия и расходимости интеграла $\int_0^{\tau_{\max}} \rho(\tau) d\tau$, т. е.

неопределенности полного числа исходных ядер, необходимо введение четвертого параметра τ_{\min} , смысл которого не вполне понятен.

Указанные недостатки в рассмотренных формах $\rho(\tau)$ можно обойти, если предположить, что функция распределения имеет вид

$$\rho(\tau) = G_1 \exp(-\tau/\tau_1) + G_2 \exp(-\tau/\tau_2), \quad (6)$$

где $G_1 = 2.3 \cdot 10^3$, $\tau_1 = 0.22$, $G_2 = 1.6 \cdot 10^5$, $\tau_2 = 0.059$. Функция $\Psi(A)$, полученная с этим распределением $\rho(\tau)$, также приведена на рис. 4. Указанное распределение экспозиций дает полное число исходных ядер Fe^{56} , необходимых для синтеза элементов в s-процессе, равное $N = 10^4$, что составляет $\sim 1.2\%$ от всей распространенности железа.

Предлагаемой функции $\rho(\tau)$ в виде двух экспонент можно придать тот смысл, что имеется два независимых источника нейтронов (реакции $C^{13}(\alpha, n)$ и $Ne^{21}(\alpha, n)$) на разных стадиях звездной эволюции, в соответствии с идеей Кэвэйта [10].

Некоторые детали s-процесса. Рассмотренный подход к проблеме синтеза элементов в s-процессе позволяет сделать выводы только о величине среднего интегрального потока нейтронов $\bar{\tau} = \bar{\Phi}_n \cdot \bar{t}_n$, который требуется для образования наблюдаемого в природе количества ядер данного типа.

Для определения нейтронного потока $\bar{\Phi}_n$ или среднего времени действия потока \bar{t}_n можно воспользоваться ветвлениями на пути s-процесса, связанными с долгоживущими радиоактивными ядрами с периодами β -распадов $T_\beta \sim 10 + 10^4$ лет.

Для оценки временных масштабов s-процесса в работе [1] были рассмотрены ветвления на ядре Se^{76} ($T = 6.5 \cdot 10^4$ лет), приводящие к образованию экранированных ядер Kr^{80} и Kr^{82} , и ядрах Sm^{151} ($T_\beta = 93z$), Eu^{152} ($T_\beta = 12.7$ лет), Eu^{154} ($T_\beta = 16$ лет), приводящие к образованию экранированных ядер Gd^{152} и Gd^{154} . По известным распространенностям отмеченных ядер и известным сечениям захвата можно судить о величине $\bar{\Phi}_n$ и \bar{t}_n , соответственно. Однако при анализе величины $\bar{\Phi}_n$ наряду с основными состояниями ядер (g) следует учитывать и изомерные состояния (i), возбуждаемые в процессе захвата нейтронов: Se^{79*} ($T_i = 3.9$ мин) и Eu^{152*} ($T_i = 9.2$ час). Дополнительный интерес представляют изомерные состояния и связанные с ними ветвления следующих ядер: Kr^{85} ($T_g = 10.76$ лет, $T_i = 4.5$ час), Cd^{113} (g -стабилен, $T_i = 13.6$ лет), Lu^{176} ($T_g = 5 \cdot 10^{10}$ лет, $T_i = 3.71$ час), а также Sn^{121} ($T_g = 28.2$ час, $T_i = 76.3$ год) и Ho^{166} ($T_g = 27.3$ час, $T_i = 1200$ лет).

В настоящее время экспериментальные данные по изомерным отношениям при радиационном захвате нейтронов с $E_n \sim 25$ кэв от-

сутствуют для отмеченных ядер, и для оценки изомерных отношений можно привлечь статистическую теорию ядерных реакций. Согласно работе [11] возбуждение изомеров осуществляется в каскадном процессе радиационного распада компаунд-ядра через дипольные $E1$ γ -переходы, и заселенность состояния (U, I) с энергией возбуждения U и спином I при распаде состояния (U_0, I_0) записывается в виде

$$\omega(U, I_0; U, I) = C(U - U_0)^3 \rho(U, I), \quad (7)$$

где C — нормировочный множитель и $\rho(U, I)$ — плотность уровней в модели Ферми-газа почти невзаимодействующих нуклонов. Используя такой подход, были вычислены изомерные отношения η^J для заданного спина компаунд-ядра J , которые затем усреднялись по спином компаунд-ядра, реализуемым в процессе радиационного захвата нейтронов с энергией 25 кэВ.

$$\eta = \frac{\sum_J \eta^J \sigma_{n\gamma}^J(E_n)}{\sum_J \sigma_{n\gamma}^J(E_n)}, \quad (8)$$

$\sigma_{n\gamma}^J(E_n)$ — сечение захвата нейтронов через компаунд-ядро со спином J . В табл. 1 приведены вычисленные значения изомерных отношений η для некоторых ядер. Рассмотрим подробно роль каждого из них.

Таблица 1

ИЗОМЕРНЫЕ ОТНОШЕНИЯ η ПРИ РАДИАЦИОННОМ ЗАХВАТЕ НЕЙТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ $E_n = 25$ кэВ

Ядра.	Kr ⁸⁵	Cd ¹¹³	Eu ¹⁵²	Ho ¹⁶⁵	Lu ¹⁷⁵
I_g	$\frac{9^+}{2}$	$\frac{1^+}{2}$	3 ⁻	0 ⁻	7 ⁻
I_i	$\frac{1^-}{2}$	$\frac{11^-}{2}$	0 ⁻	7 ⁻	1 ⁻
η	88 %	7.5 %	15 %	56 %	60 %

Eu^{152} . Анализ ветвлений на пути нейтронных захватов в области $A = 150 + 156$ позволяет найти вклады s -процесса в распространенность ядер Gd^{152} и Gd^{154} в зависимости от величины нейтронного потока Φ_n и сравнить с известным содержанием изотопов Gd в природе. Оказывается, что имеется нижняя граница величины среднего потока $\Phi_n > 2 \cdot 10^{14}$ нейтр/см²/сек, которая определяется распространенностью Gd^{152} и непосредственно зависит от изомерного отношения Eu^{152} .

Верхняя граница нейтронного потока, по-видимому, не больше чем $\Phi_n < 4 \cdot 10^{15}$ нейтр/см²/сек. Диапазон средних времен действия потока нейтронов, соответственно, $t_n \sim 1.8 \cdot 10^5 \pm 10$ лет. Однозначному определению величины $\bar{\Phi}_n$ мешает отсутствие сведений о вкладе *p*-процесса (быстрый протонный захват) в синтез Gd¹⁵⁴ и, особенно, Gd¹⁵².

Cd¹¹³. Возбуждение изомера Cd^{113*} с $T_{1/2} = 13.7$ лет в процессе нейтронного захвата приводит к появлению ветви в *s*-процессе, проходящей через экранированные ядра In¹¹³, Sn¹¹⁴ и Sn¹¹⁵. Сделанные оценки величин сечений захвата для изотопов Sn¹¹⁴ и Sn¹¹⁵ ($\sigma_{n\gamma}^{114} = 290$ мб, $\sigma_{n\gamma}^{115} = 570$ мб) показывают, что отношение $\Psi(Sn^{114})/\Psi(Sn^{115})$ близко к единице, как и ожидается из предположения их синтеза в *s*-процессе. Отношение $\Psi(Sn^{114})/\Psi(Sn^{116})$ (изотоп Sn¹¹⁶ образован в *s*-процессе и сечение захвата для него известно) равно $\sim 11.5\%$, что сравнимо с оценкой величины изомерного отношения для Cd¹¹³ $\eta = 7.5\%$. Величина $\Psi(In^{113})$ также согласуется с ожидаемой из механизма *s*-процесса. Таким образом имеются веские аргументы в пользу значительной роли *s*-процесса для отмеченных ядер и желательны более детальные исследования распространенности Cd, In, Sn, сечений захвата нейтронов и возбуждения изомера Cd^{113*} при $E_n = 25$ кэв, а также вклада *p*-процесса, поскольку появляется новый критерий для определения $\bar{\Phi}_n$ и t_n . Действительно, можно записать, что

$$\bar{\Phi}_n = \frac{\lambda_3^{113*}}{\sigma_{113*}} (\eta/C - 1), \quad \eta > C, \quad (9)$$

где η — изомерное отношение для Cd¹¹³, σ_{113*} — сечение захвата нейтронов для изомера Cd^{113*}, $C = (\sigma N_s)_{114, 115} / (\sigma N_s)_{116}$ для изотопов Sn.

Kr⁸⁵. На ядре Kr⁸⁵ также возможно ветвление *s*-процесса с образованием Sr⁸⁶ и Kr⁸⁶, и рассмотрение этого ветвления позволило бы сделать какие-то выводы о величине $\bar{\Phi}_n$, если бы удалось выделить вклад *r*-процесса в синтез Kr⁸⁶. Наряду с этим в настоящее время обсуждается вопрос об определении вклада *r*-процесса в синтез Kr⁸⁶ по известному вкладу *s*-процесса (проблема второго пика в области Se, Kr в распространенности *r*-ядер). Отметим, что при решении этой проблемы нужно учитывать, что основное состояние Kr⁸⁵ реализуется только в $\sim 28\%$ случаев (изомер Kr^{85*} в 19% случаев распадается в основное состояние).

Sn¹²¹. Ho¹⁶⁶. Изомеры Sn^{121*} и Ho^{166*} интересны тем, что время их жизни много больше, чем у основных состояний, и оказывается

возможным „выгорание“ некоторой доли ядер Sn^{121} и Ho^{166} в s -процессе в результате захвата нейтронов изомерным состоянием. Эти случаи могли бы пролить свет на временные масштабы s -процесса, если бы удалось выделить вклад r -процесса в синтез ядер данных элементов.

Lu^{176} . Рассмотрение ветвления в s -процессе в результате возбуждения изомера Lu^{176^*} представляется интересным с другой точки зрения. Долгое время в литературе существуют разногласия — какое из двух экранированных ядер Lu^{176} или Hf^{176} отнести к s -процессу. Учет изомера Lu^{176^*} приводит к тому, что можно объяснить синтез обоих ядер Lu^{176} и Hf^{176} в s -процессе. Действительно, $\Psi(\text{Lu}^{176}) = (1 - \eta) \Psi(175)$ и $\Psi(\text{Hf}^{176}) = \eta \cdot \Psi(175)$. Из рис. 4 видно, что $\Psi(175) = 6$ в рассматриваемой области атомного веса, и тогда ожидается, что $\Psi(\text{Lu}^{176}) = 2.4$ и $\Psi(\text{Hf}^{176}) = 3.6$ ($\eta(\text{Lu}^{176}) = 60\%$). Экспериментальная величина $\Psi(\text{Lu}^{176})$ с учетом радиоактивного распада за время, прошедшее с окончания процессов нуклеосинтеза, $T \simeq 5 \cdot 10^9$ лет равна $(\sigma \cdot N_s)_{\text{экспер}}^{\text{Lu}} = 2450 \text{ мб} \times 10^{-3} = 2.45$, а $(\sigma \cdot N_s)_{\text{экспер}}^{\text{Hf}} = 800 \text{ мб} \times 8.2 \cdot 10^{-3} = 6.55$. (Точность измерения $\sigma_{\text{н}} \sim 15\%$). Таким образом, в пределах экспериментальных ошибок, $\Psi(\text{Lu}^{176})_{\text{экспер.}}$ согласуется с предсказаниями модели s -процесса. Некоторое расхождение для Hf^{176} возможно связано с завышенным содержанием гафния в хондритах (отношение $\text{Hf}/\text{Lu} = 6$ — для хондритов и 2.95 — для земной коры; в r -процессе видно также некоторое завышение распространенности изотопов гафния).

Se^{76} . Рассматривая ветвление на Se^{76} , Зигер и др. [3] пришли к выводу, что для объяснения относительного содержания двух экранированных ядер Kr^{80} и Kr^{82} в рамках s -процесса необходимо, чтобы ядро Se^{76} распадалось значительно быстрее, чем в лабораторных условиях ($T_{\beta} \sim 25$ лет вместе $T_{\beta} = 6.5 \cdot 10^4$ лет). Такое ускорение, как отмечается в работе [3] со ссылкой на Дж. Бакхолла, возможно за счет теплового возбуждения при звездных температурах изомера Se^{76^*} с последующим β -распадом. Однако тепловое возбуждение может и не играть существенной роли, если скорость β -распадов изомера много выше скорости γ -распада. В условиях полной ионизации атомов Se при рассматриваемых температурах E3-конверсионный изомерный переход может быть запрещен. Простые оценки для скорости β -распада Se^{76^*} , сделанные по соседним ядрам (переходы $1/2^- - 3/2^-$,

$3/2^- - 1/2^-$), показывают, что $\tau \sim 200$ дн. Если $\tau \gg \tau$, тогда синтез ядер Kr^{80} происходит за счет β^- -распада изомера Se^{79} , возбуждаемого в процессе де-возбуждения компаунд-ядра после захвата нейтронов (изомерное отношение для $Se^{79} > 20\%$).

Заключение. В настоящей работе рассматривается простая модель нуклеосинтеза (s-процесс), позволяющая объяснить наблюдаемую распространенность химических элементов. Однако, в рамках этой модели, сделать однозначные выводы об условиях протекания s-процесса (температура среды, средний поток нейтронов, временные масштабы) пока не удастся, и нужны более совершенные данные как ядерные, так и геохимические.

Данная модель носит полуэмпирический характер, поскольку процесс рассматривается независимо от образования нейтронов и, соответственно, звездных моделей. Как показал Р. Сандерс [12], требуемые нейтронные потоки могут быть получены в конвективных зонах звезд с $M = M_{\odot}$, обладающих динамической тепловой нестабильностью (модель Шварцшильда—Харма). Наиболее прямой подход к проблеме сделал Питерс [13], который рассмотрел процессы рождения и поглощения нейтронов в различных оболочках конвективного ядра звезд с $M = 9M_{\odot}$ и $M = 15M_{\odot}$. При этом температура среды, плотность нейтронов и накопление элементов изменяются, соответственно, от оболочки к оболочке. Однако воспроизвести наблюдаемое распределение нейтронных экспозиций полностью не удалось.

Амье и Зех [14] предложили альтернативу рассмотренному процессу нуклеосинтеза. В их модели часть ядер (r -ядра) синтезируется уже на дозвездной стадии Вселенной в процессе последовательного медленного захвата нейтронов при высокой плотности вещества ($\sim 10^{10}$ г/см³), что отвечает условиям „нейтронизации“ вещества [15]. На более поздних стадиях, когда плотность спадает, синтезированные ядра используются как исходные в обычном s-процессе. Общее поведение наблюдаемой распространенности удастся объяснить с фиксированной экспозицией нейтронов, хотя в деталях и имеются расхождения. Отдать предпочтение какой-либо из моделей пока трудно, и требуются дальнейшие совместные усилия астрофизиков, физиков-ядерщиков и космохимиков для решения этой интересной проблемы.

В заключение авторы считают своим долгом с благодарностью отметить помощь покойного А. В. Малышева, постоянные дискуссии с которым стимулировали развитие данной работы. Авторы также признательны проф. Ю. Я. Стависскому, А. В. Игнатьюку,

Н. В. Корнилову, Е. Д. Полетаеву, Н. В. Филипповой за помощь на отдельных этапах работы.

Физико-энергетический институт
Обнинск

ON NUCLEOSYNTHESIS OF ELEMENTS IN S-PROCESS

V. S. SHORIN, V. M. GRIBUNIN, V. N. KONONOV, I. I. SIDOROVA

The stellar nucleosynthesis *s*-process, which is considered as a step-by-step „slow“ neutron capture by iron nuclei, has been modelled by a analog computer. The obtained results explain well the observed correlation between the abundance of nuclei in the solar system and the gross-section of neutron radiative capture, if one supposes, that the distribution function of neutron exposures $\rho(\tau)$ has the form $\rho(\tau) = G_1 \exp(-\tau/\tau_1) + G_2 \exp(-\tau/\tau_2)$.

The role of isomeric states of nuclei, exited the neutron capture process, is discussed.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, W. A. Fowler, F. Houle, Rev. Mod. Phys., 29, 577, 1957; Дж. Бербидж, Ядерная астрофизика, Мир, М., 1964.
2. D. D. Clayton, W. A. Fowler, T. E. Hull, B. A. Zimmerman, Ann. Phys., N. Y., 12, 331, 1961.
3. P. A. Seeger, W. A. Fowler, D. D. Clayton, Ap. J., Suppl. ser., 97, 121, 1965.
4. J. H. Gibbons, R. L. Macklin, Science, 156, 1039, 1967; R. L. Macklin, J. H. Gibbons, Ap. J., 149, 577, 1967.
5. И. И. Сидорова, Н. В. Филиппова, И. Е. Щербаков, Вопросы радиоэлектроники, сер. 7, вып. 4, стр. 37, 1964.
6. В. С. Шорин, С. П. Капчигашев, В. Е. Колесов, ЯФ, 6, 769, 1967.
7. P. A. Seeger, W. A. Fowler, Ap. J., 144, 822, 1966.
8. D. D. Clayton, M. E. Rassbach, Ap. J., 148, 69, 1967.
9. У. Фаулер, Ф. Хойл, Нейтринные процессы и образование пар в массивных звездах и Сверхновых, Мир., М., 1967.
10. D. D. Clayton, J. Geophys. Res., 69, 5081, 1964.
11. А. В. Малышев, ЯФ, 6, 1174, 1967.
12. R. H. Sanders, Ap. J., 150, 971, 1967.
13. J. G. Peters, Ap. J., 154, 225, 1968.
14. J. P. Amiet, H. D. Zeh, Phys. Lett., 25B, 305, 1967; Z. Phys., 217, 485, 1968.
15. Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, Релятивистская астрофизика, Наука, М., 1967.