

БЕТА-ПРОЦЕССЫ В ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОМ ПОЛЕ И СИНТЕЗ P -ЭЛЕМЕНТОВ В ЗВЕЗДАХ

И. В. Копытин¹, Имад А. Хуссейн^{1,2}

¹ Воронежский государственный университет, Воронеж, Россия

² Мосульский университет, Мосул, Ирак

Поступила в редакцию 30.01.2013 г.

Аннотация: для “ядерных” температур (в интервале $(2 - 3) \cdot 10^9$ К) получены температурные зависимости скоростей β -процессов в веществе массивных звезд. Рассматривались термические электронный и позитронный β -распады ядер, электронный захват (K -захват и захват свободных электронов) и фотобета-распады из основного и возбужденных ядерных состояний. Учитывались квантовое вырождение электронного газа и ионизация атомной K -оболочки в сильно нагретом веществе звезды. Для мультираспадных нечетно-нечетных ядер рассчитаны температурные зависимости коэффициентов, определяющих доли β^- -распада в их полных временах жизни. Показано, что эти коэффициенты могут сильно отличаться от экспериментальных величин, полученных при “нормальных” температурах. Предложена физическая модель процесса синтеза p -изотопов в веществе массивных звезд и рассчитаны их распространенности.

Ключевые слова: высокотемпературное поле, бета-распад, электронный захват, фотобета-распад, скорость распада, вырождение электронного газа, степень ионизации атомной оболочки, массивная звезда, синтез ядер, p -изотоп, распространенность.

Abstract: for “nuclear” temperatures (in the $(2 - 3) \cdot 10^9$ K range) the rate temperature dependences of β processes in massive star matter are obtained. The thermal electron and positron nuclear β decays and electron captures (K capture and unbound electron capture) and photobeta decays from ground and excited nuclear states are considered. The quantum degeneracy of electron gas and the ionization of atomic K shell in the strongly heated substance are taken into account. For the multidecay odd-odd nuclei the temperature dependences of coefficients defining the β^- decay fractions in their total lifetimes are calculated. It is shown that the distinction of this coefficients from the experimental values obtained under “normal” temperatures may be significant. The physical model of the p isotope synthesis in massive star matter is suggested and their abundances are calculated.

Keywords: high temperature, beta decay, electron capture, photobeta decay, decay rate, electron gas degeneracy, ionization degree of atomic shell, massive star, nuclear synthesis, p isotope, abundance.

ВВЕДЕНИЕ

Как известно, β -распадные процессы в стандартной теории происхождения химических элементов играют немаловажную роль [1-4]. От соотношения величин их скоростей и скоростей захвата атомными ядрами медленных (s -процесс) или быстрых (r -процесс) нейтронов зависит и итоговая скорость нуклеосинтеза в веществе массивных звезд.

Особенно важен электронный β -распад при s -процессе, когда после захвата нейтрона атомным ядром идет цепочка последовательных β -распадов дочерних ядер. Она заканчивается β -стабильным ядром, после чего уже на нем все повторяется снова. Обычно s -процесс осуществляется при сравнительно высоких температурах звездного вещества на квазиравновесных этапах эволюции массивной звезды. Это этапы гелиевого горения длительностью до 10^5 лет, когда температура звездного вещества достигает величин $3T_8$ (здесь и дальше температура будет задаваться в единицах $T_n=10^n$ К), и кислородного горения длительностью до полугода, когда вещество разогревается еще сильнее – до $(2-3)T_9$, или 200-300 кэВ в энергетических единицах.

Хотя и в меньшей мере, β -распад ядер важен и для r -процесса, который играет ключевую роль в синтезе тяжелых элементов при вспышках сверхновых. В r -процессе скорость захвата ядром нейтрона в реакции (n, γ) значительно превышает скорость β -распада образующегося радиоактивного ядра. Поэтому сначала происходит захват нескольких нейтронов, а потом, когда скорость реакции (n, γ) станет меньше скорости β -распада, образовавшееся ядро претерпевает β -распад, после чего опять все повторяется. Характерное время для r -процесса не превышает 10^2 с, но разогрев вещества звезды может быть сильным – до нескольких T_9 . Естественно, скорость β -распада будет определять и скорость всего r -процесса.

В данной работе будем интересоваться только β -процессами, в частности, влиянием на их скорости высокотемпературного поля вещества, в котором они происходят. Как было показано выше, от соотношения величин скоростей β -распада и нейтронного захвата зависит скорость синтеза химических элементов и на квазиравновесных, и на взрывном этапах эволюции массивных звезд. При этом температура вещества звезды в энергетических единицах может достигать вполне “ядерных” величин – 300 кэВ и даже больше. Действие высокотемпературного поля может существенно изменить скорости β -процессов и через них повлиять на итоговые выходы химических элементов в процессе их синтеза.

В работах [5-7] впервые была отмечена возможность изменения β -распадных характеристик ядер из-за того, что при высоких температурах вещества могут быть заселены возбужденные ядерные состояния. Как следствие, из этих состояний становится возможным β -распад, которого не было при “обычных” температурах. Такие β -переходы, в отличие от переходов из основного состояния ядер, получили название термических. Впоследствии в [8] был предложен еще один β -процесс, инициируемый тепловым полем, – фотобета-распад. В этом случае фотон теплового поля рождает виртуальную лептонную пару, а позитрон поглощается ядром с испусканием антинейтрино. В работах [5-8], в основном, рассматривались частные вопросы проблемы синтеза ядер в звездах на квазиравновесных этапах их эволюции, и эти исследования не носили систематического характера. Впоследствии физические механизмы термического β -распада и фотобета-распада были использованы в работах [9-13] в качестве основных для решения проблемы синтеза p -ядер (иначе – “обойденные” ядра). В частности, в работе [13] для ряда “проблемных” p -ядер впервые была исследована возможность получения их наблюдаемых распространенностей, учитывая одновременно и фотобета-распад, и термические β -переходы. Как оказалось, такой подход позволил объяснить наблюдаемые “солнечные” распространенности изотопов ^{113}In и ^{115}Sn , рассматривая их синтез только на невзрывных этапах. Кроме того, было показано, что на высокотемпературных квазиравновесных этапах эволюции массивных звезд канал термического β -распада может быть эффективным для p -ядер ^{94}Mo и ^{98}Ru , а канал фотобета-распада – для p -ядра ^{96}Mo .

Цель данного исследования – систематизировать различные способы влияния высокотемпературного поля на скорости ядерных β -распадных процессов в веществе массивной звезды с учетом его физических характеристик. Рассмотрены процессы: ядерные термические электронный и позитронный распады, термический захват ядром атомных и свободных электронов, фотобета-распад из основного и возбужденных состояний атомных ядер. При этом в скорости β -процессов будут введены поправки на квантовое вырождение электронного газа в звездном веществе, а для

электронного захвата сформулирован алгоритм оценки степени ионизации атомной оболочки в высокотемпературном поле.

С учетом всех вышеперечисленных типов β -распада будет сформулирована физическая модель процесса синтеза p -ядер (всего их 33) и рассчитаны их распространенности. В модели будет рассматриваться только квазиравновесный высокотемпературный этап эволюции массивных звезд. В этом случае синтез p -ядер происходит по β -распадной цепочке $(A, Z) \rightarrow (A, Z+1) \rightarrow (A, Z+2)$ (A и Z – массовое и зарядовые числа ядра (A, Z)). В ней праматеринское ядро (A, Z) и p -ядро $(A, Z+2)$ – β -стабильные ядра, и для перехода к p -ядру необходимо преодолеть энергетический порог, который имеет место для β -перехода $(A, Z) \rightarrow (A, Z+1)$. Как раз для этого в сильно нагретом веществе предполагается использовать термические и фотобета-переходы. Они будут учитываться при расчете скоростей β -процессов и во всех других звеньях вышеуказанной β -распадной цепочки.

Промежуточные ядра $(A, Z+1)$ – мультираспадные, они обладают одновременно электронной и позитронной β -активностью, а также распадаются и путем электронного захвата. В расчетах распространенностей p -ядер обычно требуются коэффициенты, показывающую долю электронного β -распада $(A, Z+1) \rightarrow (A, Z+2)$ в полном времени жизни ядра $(A, Z+1)$. В работах [11, 12] для этих коэффициентов использовались величины, полученные в земных условиях. Однако в нагретой среде они зависят от температуры, их величины могут сильно отличаться от лабораторных значений. Этот эффект также предполагается исследовать.

ВЛИЯНИЕ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО ПОЛЯ НА ЯДЕРНЫЙ β -РАСПАД

Будем рассматривать ядерные β -процессы в среде с заданной температурой T . Перечислим эффекты, благодаря которым тепловое поле и характеристики среды могут повлиять на скорости β -процессов.

1. В атомных ядрах будут заселяться возбужденные состояния, и степень их заселенности можно определить в соответствии с больцмановским распределением. Этот эффект существенен, если температура имеет величину “ядерного” масштаба, и он наиболее заметен для низших состояний. Заселенность возбужденных состояний, чего не было при “нормальных” температурах лабораторных условий, открывает каналы новых β -переходов – термических, и их может быть много. Вся картина β -распада ядра может кардинально измениться, если термические β -переходы будут иметь меньшую степень запрета в сравнении с β -распадом из основного состояния ядра. Как раз такая ситуация возникала для β^- -переходов четвертой степени запрета $^{113}\text{Cd} \rightarrow ^{113}\text{In}$ и $^{115}\text{In} \rightarrow ^{115}\text{Sn}$, упоминавшихся выше, что привело к сильному увеличению полных скоростей β -распадов ядер ^{113}Cd и ^{115}In [13].

2. В нагретой квазиравновесной среде имеет место электромагнитное поле с планковским спектром частот. Его фотоны, взаимодействуя с ядром, также могут инициировать β -распад, и этот распад может быть эндотермическим. За счет энергии поглощаемого фотона появляется возможность β -переходов из состояний материнского ядра в вышележащие по энергии состояния дочернего ядра. Это также может ускорить β -процесс за счет β -переходов меньшей степени запрета. Наибольшую интенсивность в этом процессе имеет фотобета-распад – рождение электрон-позитронной пары фотоном в поле ядра, поглощение им позитрона и испускание антинейтрино [8]. Отметим, что, в отличие от ядерного β -распада в земных условиях, в сильно нагретой среде из-за фотобета-распада даже β -стабильные ядра могут распадаться.

3. Есть эффекты, которые зависят не только от температуры, но и от других физических характеристик среды. Так, для электронного β -распада на его скорость может через принцип Паули повлиять состояние электронного газа в веществе звезды, в частности, его плотность. Если

она велика, то часть конечных состояний для вылетающего β -электрона окажется недоступной. Соответственно скорость всех типов электронных β -распадов может измениться. Для обычных β -переходов на этот эффект впервые было указано в [5]. Впоследствии в работе [14] было показано количественно, как скорость электронного β -распада зависит от соотношения величин его граничной энергии и энергии Ферми электронного газа. Соответственно через последнюю входит зависимость этой скорости от плотности электронов в веществе звезды и от температуры. В веществе всегда есть определенное количество свободных электронов, поэтому значимость эффекта надо оценивать.

4. В процессах нуклеосинтеза, наряду с электронным β -распадом, важную роль могут играть позитронный β -распад и электронный захват из атомных оболочек ядра. В последнем случае на низколежащих атомных оболочках в обычных условиях имеются электроны, и с этой стороны электронный захват ничто не ограничивает. Иначе обстоит дело в сильно нагретой (до ядерных температур в 200-300 кэВ) среде. Эта температура значительно превышает энергию связи электронов даже в самой глубокой K -оболочке, и атомы ионизируются. Естественно, если вероятность заполнения атомной оболочки, в которой находится захватываемый ядром электрон, в условиях сильной ионизации уменьшается, то это будет отражаться и на скорости электронного захвата. На затрудненность ядерного электронного захвата с замкнутых орбит из-за ионизации атомов в условиях звезд впервые указывалось в работе [7]. Этот эффект также зависит от температуры и от таких характеристик среды, как плотности электронного газа и ионов, атомные ядра которых участвуют в электронном захвате.

5. Если электронный захват из связанных атомных состояний будет сильно подавлен, то в определенной мере его может скомпенсировать эффект, также обусловленный присутствием газа свободных электронов в звездном веществе. Речь идет о захвате ядром свободного электрона. Это явление исследовалось в работах [7, 15], а также в [16]. В этих работах были получены различные приближенные выражения для скорости захвата и исследована ее зависимость от характеристик среды.

Ниже мы приведем модифицированные выражения для скоростей всех вышеперечисленных процессов, которые затем будут использованы при расчете времен жизни мультираспадных ядер и распространенностей p -элементов.

СКОРОСТИ ЯДЕРНЫХ β -ПРОЦЕССОВ В СИЛЬНО НАГРЕТОЙ СРЕДЕ

В среде с заданной температурой T получим выражение для полной скорости β -распада. С учетом возможности β -переходов из возбужденных состояний материнского ядра она имеет вид:

$$\lambda_{\xi}[(A, Z_i) \rightarrow (A, Z_f); T] = \sum_{a,b,n} P(E_a^{(i)}, T) \lambda_{a \rightarrow b}^{(n)}[\xi; (A, Z_i) \rightarrow (A, Z_f); \Delta_{ab}^{(\xi)}]. \quad (1)$$

Здесь ξ — управляющий индекс, задающий тип β -процесса, Z_i и Z_f — зарядовые числа материнского и дочернего ядер соответственно, $P(E_a^{(i)}, T)$ — вероятность заселения a -го состояния материнского ядра (A, Z_i) с энергией $E_a^{(i)}$, отсчитанной от его основного состояния:

$$P(E_a^{(i)}, T) = \frac{2j_a^{(i)} + 1}{G_i(T)} \exp(-E_a^{(i)}/kT), \quad (2)$$

где $j_a^{(i)}$ — полный спин a -го состояния ядра (A, Z_i) , k — постоянная Больцмана и $G_i(T)$ — статистическая сумма:

$$G_i(T) = \sum_a (2j_a^{(i)} + 1) \exp(-E_a^{(i)}/kT). \quad (3)$$

$\lambda_{a \rightarrow b}^{(n)}[\xi; (A, Z_i) \rightarrow (A, Z_f); \Delta_{ab}^{(\xi)}]$ — парциальная скорость β -перехода n -ой степени запрета из состояния a материнского ядра (A, Z_i) в состояние b дочернего ядра (A, Z_f) , $\Delta_{ab}^{(\xi)}$ — его энергия. Конкретный вид этих двух величин зависит от типа β -процесса. Ниже будут приведены явные выражения для парциальных скоростей электронного ($\xi = \beta^-$) и позитронного ($\xi = \beta^+$) распадов, электронного K -захвата ($\xi = \varepsilon_K$), захвата свободных электронов ($\xi = \varepsilon_0$) и фотобета-распада ($\xi = \gamma\beta$). В нагретой среде парциальная скорость также может зависеть от температуры.

1. Электронный β -распад ($\xi = \beta^-$).

Выражение для его скорости, в котором учтем еще и возможность β -переходов между возбужденными состояниями ядер, имеет вид (здесь и далее используется “естественная” система единиц $\hbar = c = m_e = 1$, где c — скорость света и m_e — масса электрона):

$$\begin{aligned} \lambda_{a \rightarrow b}^{(n)}[\beta^-; (A, Z_i) \rightarrow (A, Z_i + 1); \Delta_{ab}^{(\beta^-)}] = \\ = (2\pi^3)^{-1} \int_1^{\Delta_{ab}^{(\beta^-)}} E(E^2 - 1)^{1/2} [\Delta_{ab}^{(\beta^-)} - E]^2 F_0(Z_i + 1, E) C_{ab}^{(n)}(Z_i + 1, E) [1 - S(E, T)] dE. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь $\Delta_{ab}^{(\beta^-)} = E_a^{(i)} - E_b^{(f)} + Q_\beta$, где Q_β — стандартное обозначение в теории β -распада энергии, выделяющейся при β^- -переходе между основными состояниями материнского и дочернего ядер: $Q_\beta = M(A, Z_i) - M(A, Z_i + 1)$, и $M(A, Z)$ — атомная масса ядра (A, Z) , $E_b^{(f)}$ — энергия состояния b дочернего ядра (A, Z_f) , отсчитанная от его основного состояния. $F_0(Z, E)$ — функция Ферми, учитывающая действие кулоновского поля ядра (A, Z) на β -электрон. Ее можно рассчитать по формуле

$$F_0(Z, E) = 4(2pR)^{2(\gamma-1)} \frac{|\Gamma(\gamma + iy)|^2}{[\Gamma(2\gamma + 1)]^2} e^{\pi y}, \quad (5)$$

где $\Gamma(x)$ — гамма-функция, $p = \sqrt{E^2 - 1}$, $R = 3.1 \cdot 10^{-3} A^{1/3}$ — радиус ядра, $\gamma = \sqrt{1 - (\alpha Z)^2}$, $\alpha = 1/137.04$ — постоянная тонкой структуры, $y = \alpha Z E / p$. Для функции Ферми существуют и таблицы [17, 18]. В этих работах приведены и явные выражения фактора $C_{ab}^{(n)}(Z, E)$. Это форма спектра для β -перехода $a \rightarrow b$ n -ой степени запрета, которая зависит квадратично от ядерных матричных элементов и содержит стандартные комбинации электронных волновых функций. В [17, 18] есть и таблицы их величин.

Наиболее простой вид $C_{ab}^{(n)}(Z, E)$ имеет для наиболее интенсивных β -распадов разрешенного типа ($n = 0$), которые в основном и будут далее рассматриваться:

$$C_{ab}^{(0)}(Z, E) = (|M_V^{(a \rightarrow b)}|^2 + |M_A^{(a \rightarrow b)}|^2) L_0(Z, E). \quad (6)$$

$M_V^{(a \rightarrow b)} = g_V \int 1$ и $M_A^{(a \rightarrow b)} = g_A \int \sigma$ — фермиевский и гамов-теллеровский ядерные матричные элементы для β -перехода $a \rightarrow b$ (в стандартных обозначениях), g_V и g_A — соответствующие константы взаимодействия. Для кулоновского поля точечного заряда функция $L_0 = (1 + \gamma)/2 \approx 1$. Учет конечных размеров ядра несколько изменяет указанное значение этой функции, однако с хорошей точностью и в этом случае независимо от вида распада можно полагать $L_0(Z, E) \approx 1$.

Наконец, в (4) фактор $[1 - S(E, T)]$ учитывает, что в среде, где происходит β^- -распад, для β -электрона некоторые конечные состояния в фазовом пространстве могут быть из-за заселенности недоступны. Этот фактор позволяет учесть возможное вырождение электронного газа. Считая его идеальным ферми-газом, можно функцию $S(E, T)$ взять в виде распределения Ферми

$$S(E, T) = \{1 + \exp[(E - E_F)/kT]\}^{-1}, \quad (7)$$

где E_F — химический потенциал (граничная энергия Ферми для электронов). Она может быть найдена из условия нормировки [11]

$$\rho = (\mu_e/\pi^2 N_A) \int_0^\infty S(E, T) p^2 dp, \quad (8)$$

где μ_e — средняя молярная масса в расчете на один электрон, ρ/μ_e — концентрация электронов, N_A — число Авогадро.

2. Позитронный β -распад ($\xi = \beta^+$).

Скорость β^+ -распада $\lambda_{a \rightarrow b}^{(n)}[\beta^+; (A, Z_i) \rightarrow (A, Z_i - 1); \Delta_{ab}^{(\beta^+)}]$ также можно рассчитать по формуле (4), если в ней заменить $\beta^- \rightarrow \beta^+$, $Z_i + 1 \rightarrow Z_i - 1$, фактор $S(E)$ положить равным нулю и, наконец, заменить $\Delta_{ab}^{(\beta^-)}$ на $\Delta_{ab}^{(\beta^+)} = E_a^{(i)} - E_b^{(f)} + Q_\beta^{(+)}$, где $Q_\beta^{(+)}$ — энергия, выделяющаяся при β^+ -переходе между основными состояниями ядер (A, Z_i) и $(A, Z_i - 1)$: $Q_\beta^{(+)} = M(A, Z_i) - M(A, Z_i - 1) - 2$ (β^+ -переход будет иметь место, только если $\Delta_{ab}^{(\beta^+)} > 0$). Кроме того, при расчете кулоновской функции Ферми по формуле (5) надо в этом случае y заменить на $(-y)$.

3. Электронный K -захват ($\xi = \varepsilon_K$).

Величину скорости электронного K -захвата разрешенного типа (будет рассматриваться только он как самый интенсивный) материнским ядром (A, Z_i) , также модифицированную для учета переходов между возбужденными состояниями ядер, можно рассчитать по формуле

$$\lambda_{a \rightarrow b}^{(0)}[\varepsilon_K; (A, Z_i) \rightarrow (A, Z_i - 1); \Delta_{ab}^{(\varepsilon_K)}] = (2\pi)^{-2} \left(\left| M_V^{(a \rightarrow b)} \right|^2 + \left| M_A^{(a \rightarrow b)} \right|^2 \right) (\Delta_{ab}^{(\varepsilon_K)})^2 \beta_K^2. \quad (9)$$

Здесь $\Delta_{ab}^{(\varepsilon_K)} = Q_\beta^{(+)} + 1 - |E_K| + E_a^{(i)} - E_b^{(f)}$, где $Q_\beta^{(+)}$ было определено выше, а E_K и β_K — соответственно энергия и кулоновская амплитуда волновой функции связанного K -электрона (для них в [17] есть таблицы значений). В (9) опущен фактор, учитывающий электронный обмен, поскольку для K -оболочки его величина практически равна единице.

В нагретой среде в выражение (9) еще необходимо ввести поправку, зависящую от температуры и учитывающую степень ионизации K -оболочки атома, ядро которого претерпевает K -захват. Фактически это есть доля атомов рассматриваемого сорта, у которых на K -оболочке есть хотя бы один электрон. Ее можно рассчитать, если воспользоваться ионизационным уравнением Саха-Больцмана (смотри, например, [19]). В соответствии с ним в условиях локального термодинамического равновесия заселенность N_n n -го квантового уровня иона данного сорта i имеет вид [19]

$$N_n = N_e N_i (2\pi/m_e kT)^{3/2} \hbar^3 (g_n/2) \exp[(\chi_r - \chi_n)/kT]. \quad (10)$$

Здесь N_i и N_e — концентрации ионов и свободных электронов соответственно, g_n — статистический вес n -го уровня (для энергетического уровня с полным спином J статистический вес равен $2J+1$), χ_r — энергия, необходимая для выбивания электрона из основного состояния r -кратно ионизированного атома, т.е. его потенциал ионизации (таблица этих потенциалов для некоторых ионов также есть в [19]), χ_n — энергия возбуждения n -го состояния, отсчитываемая от энергии основного состояния.

4. Электронный захват ядром свободных электронов ($\xi = \varepsilon_0$).

Скорость такого захвата $\lambda_{a \rightarrow b}^{(0)}[\varepsilon_0; (A, Z_i) \rightarrow (A, Z_i - 1); \Delta_{ab}^{(\varepsilon_0)}]$ ядрами, для которых возможен в земных условиях позитронный распад разрешенного типа, можно рассчитать по формуле, полученной в работе [15] и модифицированной нами для учета электронных захватов из возбужденных состояний a материнского ядра в состояния b дочернего ядра,

$$\lambda_{a \rightarrow b}^{(0)}[\varepsilon_0; (A, Z_i) \rightarrow (A, Z_i - 1); \Delta_{ab}^{(\varepsilon_0)}] = K_{ab}(T) \ln 2 / (f_0 t_{1/2})_+. \quad (11)$$

Здесь для приведенного времени жизни позитронного распада $(f_0 t_{1/2})_+$ берется значение либо измеренное в лабораторных условиях, либо усредненное $\langle f_0 t_{1/2} \rangle_0$ (способ его расчета описан в следующем разделе). Статистический фактор $K_{ab}(T)$ имеет вид:

$$K_{ab}(T) = \int_{p_0}^{\infty} p^2 (E + \Delta_{ab}^{(\varepsilon_0)})^2 F_0(Z_i, E) S(E, T) dp, \quad (12)$$

где $\Delta_{ab}^{(\varepsilon_0)} = M(A, Z_i) - M(A, Z_i - 1) + E_a^{(i)} - E_b^{(f)}$, а величины $F_0(Z, E)$ и $S(E, T)$ определены формулами (5) и (7) соответственно. Кроме того, $p_0 = 0$, если $\Delta_{ab}^{(\varepsilon_0)} > -1$ (экзоэнергетический захват) и $p_0 = [(\Delta_{ab}^{(\varepsilon_0)})^2 - 1]^{1/2}$, если $\Delta_{ab}^{(\varepsilon_0)} < -1$ (эндоэнергетический захват). Для различных частных случаев состояния электронного газа приближенные выражения для фактора $K_{ab}(T)$ приведены в [15, 16].

5. Электронный фотобета-распад ($\xi = \gamma\beta$).

Его скорость можно рассчитать, воспользовавшись выражением из [8]. Нами в него дополнительно введены поправки, связанные с действием кулоновского поля дочернего ядра на β -электрон, с возможностью фотобета-переходов из возбужденных состояний материнского ядра и с учетом вырождения электронного газа в веществе звезды:

$$\lambda_{a \rightarrow b}^{(n)}[\gamma\beta^-; (A, Z_i) \rightarrow (A, Z_i + 1); \Delta_{ab}^{(\gamma\beta^-)}] = \frac{\alpha}{2\pi^4} \int_{\Delta_{ab}^{(\gamma\beta^-)}}^{\infty} \frac{d\omega G^{(n)}(\omega, \Delta_{ab}^{(\gamma\beta^-)})}{\omega \exp(\omega/kT) - 1}, \quad (13)$$

где $\Delta_{ab}^{(\gamma\beta^-)} = M(A, Z_i) - M(A, Z_i + 1) + E_a^{(i)} - E_b^{(f)}$ – энергетический порог для фотобета-перехода (процесс будет возможен при выполнении условия $\omega > \Delta_{ab}^{(\gamma\beta^-)}$).

$$G^{(n)}(\omega, \Delta_{ab}^{(\gamma\beta^-)}) = \int_1^{\omega - \Delta_{ab}^{(\gamma\beta^-)} + 1} (\omega - E - \Delta_{ab}^{(\gamma\beta^-)} + 1)^2 \{2(\omega - E)(E^2 - 1)^{1/2} + (\omega^2 - 2\omega E + 2E^2) \ln[E + (E^2 - 1)^{1/2}]\} F_0(Z + 1, E) C_{ab}^{(n)}(Z_i + 1, E) [1 - S(E, T)] dE. \quad (14)$$

В формулах (13) и (14) факторы α , $F_0(Z, E)$, $S(E, T)$ и $C_{ab}^{(n)}(Z, E)$ (в том числе и $C_{ab}^{(0)}(Z, E)$ для наиболее интенсивных разрешенных β -переходов (формула (6)) были определены раньше.

Из приведенных выше формул следует, что температурная зависимость скоростей β -процессов $\lambda[\xi; (A, Z_i) \rightarrow (A, Z_f); T]$ в нагретом веществе определяется и факторами $P(E_a^{(i)}, T)$ (формула (1)), и зависимостью парциальных скоростей конкретных β -переходов от множителей $S(E, T)$ (формулы (4), (12) и (14)) и $[\exp(\omega/kT) - 1]^{-1}$ (формула (13)). В случае электронного K -захвата (формула (9)) в выражение для скорости этого процесса температурная зависимость войдет через дополнительный множитель, учитывающий степень ионизации K -оболочки атома. Влияние всех этих факторов на численные величины скоростей β -переходов будет определяться характеристиками нагретой среды, в частности, ее температурой, плотностями вещества и свободных электронов.

ПРИБЛИЖЕНИЕ ДЛЯ РАСЧЕТА ЯДЕРНЫХ МАТРИЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

Как известно, вычисление ядерных матричных элементов β -переходов сталкивается с проблемой отсутствия универсальной ядерной модели. Когда же рассматриваются термические β -распады различного вида и фотобета-распады, проблема усложняется за счет включения β -переходов из возбужденных состояний материнского ядра в опять-таки возбужденные состояния

дочерних ядер, и таких переходов может быть много. Если для β -переходов между основными состояниями одночастичная модель ядра или ее усовершенствованные варианты могут давать удовлетворительные результаты, то для β -переходов между возбужденными состояниями ядер этого трудно ожидать. Даже если эти состояния низколежащие, структура их ядерных волновых функций может быть далека от одночастичной (пример – низколежащие коллективные состояния 2^+ в четно-четных ядрах). Выход практически один – использовать ту же схему расчета, что и в работах [11-13]. В них для оценки величин ядерных матричных элементов использовались усредненные значения, полученные на основе типичных значений приведенных времен жизни $f_0 t_{1/2}$ для разрешенных и однократно запрещенных β -переходов (f_0 – интегральная функция Ферми). Эту схема будет использована и в данной работе, тем более что для результатов предполагаются астрофизические приложения, где такое приближение тоже используется (смотри, например, [20]). Если ограничиться наиболее интенсивными β -переходами разрешенного типа, для которых чаще всего величина $\lg f_0 t_{1/2}$ оказывается в интервале 4.0-5.5, то ядерные матричные элементы напрямую будут определять приведенное время жизни β -перехода:

$$f_0 t_{1/2} = 2\pi^3 \ln 2 / (|M_V^{(a \rightarrow b)}|^2 + |M_A^{(a \rightarrow b)}|^2). \quad (15)$$

Тогда для их усредненных значений получим

$$\langle |M_V^{(a \rightarrow b)}|^2 + |M_A^{(a \rightarrow b)}|^2 \rangle = 2\pi^3 \ln 2 / \langle f_0 t_{1/2} \rangle_0, \quad (16)$$

где $\langle f_0 t_{1/2} \rangle_0$ – усредненное значение приведенного времени жизни разрешенного β -перехода необлегченного типа. Его надо задать, выбрав конкретное значение $\langle f_0 t_{1/2} \rangle_0$ из интервала $10^4 - 10^{5.5}$ с.

В дальнейшем будем ограничиваться термическими β -переходами разрешенного типа как наиболее интенсивными. Однако, если по квантовым правилам отбора в выбранных интервалах энергий возбужденных состояний материнского и дочернего ядер их не окажется, то будут рассматриваться β -переходы первого порядка запрета. Подавляющее их большинство (не уникальных) имеет разрешенную форму спектра. Для их приведенного времени жизни также может использоваться формула (16), только в ней необходимо сделать замены (более подробно смотри в [13]):

$$M_V^{(a \rightarrow b)} \rightarrow -g_A \int \gamma_5 + i\xi_c g_A \int \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{r},$$

$$M_A^{(a \rightarrow b)} \rightarrow -g_V \int \boldsymbol{\alpha} + \xi_c g_A \int \boldsymbol{\sigma} \times \mathbf{r} + \xi_c g_V \int i\mathbf{r}.$$

Здесь использованы стандартные обозначения ядерных матричных элементов для β -переходов первого порядка запрета, $\xi_c = \alpha Z / 2R$ – кулоновский параметр. Для усредненных значений теперь уже этих матричных элементов опять-таки можно воспользоваться формулой вида (16), только величину $\langle f_0 t_{1/2} \rangle_0$ надо заменить на $\langle f_0 t_{1/2} \rangle_1$. Величину $\langle f_0 t_{1/2} \rangle_1$ надо задать, учитывая типичные значения $\lg f_0 t_{1/2} = 7.0-9.0$ для β -переходов первого порядка запрета, т.е. выбрать из интервала $10^7 - 10^9$ с.

Таким образом, при расчете парциальных скоростей β -переходов по формулам (4) для электронного и позитронных β -распадов и формулам (13)-(14) для фотобета-распадов формфакторы $C_{ab}^{(n)}(Z, E)$ будут заменяться на $C_{ab}^{(0)}(Z, E)$, которые будут рассчитываться по формуле

$$C_{ab}^{(0)}(Z, E) \approx |M_V^{(a \rightarrow b)}|^2 + |M_A^{(a \rightarrow b)}|^2 \approx \langle |M_V^{(a \rightarrow b)}|^2 + |M_A^{(a \rightarrow b)}|^2 \rangle = 2\pi^3 \ln 2 / \langle f_0 t_{1/2} \rangle_0. \quad (17)$$

Эта же замена ядерных матричных элементов будет использоваться и формуле (9) для электронного K -захвата. Для β -переходов первого порядка запрета величина формфактора $C_{ab}^{(1)}(Z, E)$ будет оцениваться аналогично:

$$C_{ab}^{(1)}(Z, E) \approx 2\pi^3 \ln 2 / \langle f_0 t_{1/2} \rangle_1. \quad (18)$$

Величины $\langle f_0 t_{1/2} \rangle_0$ и $\langle f_0 t_{1/2} \rangle_1$ должны быть выбраны из указанных выше диапазонов их значений.

РАСЧЕТ СКОРОСТЕЙ ЯДЕРНЫХ МУЛЬТИБЕТА-РАСПАДОВ

Есть радиоактивные ядра (A, Z) , которые в земных условиях распадаются одновременно и с испусканием β -электронов, и с испусканием позитронов наряду с электронным захватом. В первом случае дочерним будет ядро $(A, Z+1)$, в двух других – ядро $(A, Z-1)$. Ядра (A, Z) , обладающие таким свойством, назовем мультибета-распадными, их 33 в диапазоне массовых чисел от 74 до 196. Правда, из-за квантовых правил отбора в отдельных случаях некоторые из β -процессов в обычных условиях могут быть подавлены. Нагрев среды до “ядерных” температур все β -процессы будет интенсифицировать, главным образом, за счет действия физических механизмов термических бета- и фотобета-переходов. Это приведет к изменению как полного времени жизни мультираспадного ядра, так и соотношения скоростей β -переходов $(A, Z) \rightarrow (A, Z+1)$ и $(A, Z) \rightarrow (A, Z-1)$.

Все известные мультираспадные ядра относятся к категории нечетно-нечетных и перечислены в таблице 1. Соответственно дочерние ядра $(A, Z \pm 1)$ будут четно-четными. В таблице 1 даны также полученные в земных условиях экспериментальные значения коэффициентов δ , определяющих долю электронных β -распадов в полном времени жизни ядра (A, Z) . Фактически δ есть отношение полной скорости электронного β -распада ядра к сумме полных

скоростей всех его типов распада (электронного захвата и электронного β -распада, а также позитронного β -распада, если последний возможен). Данные о распадных характеристиках ядер и их схемы уровней брались из [21]. На рис. 1 в качестве примера даны схемы уровней мультираспадного материнского ядра ^{74}As и дочерних ядер ^{74}Ge и ^{74}Se .

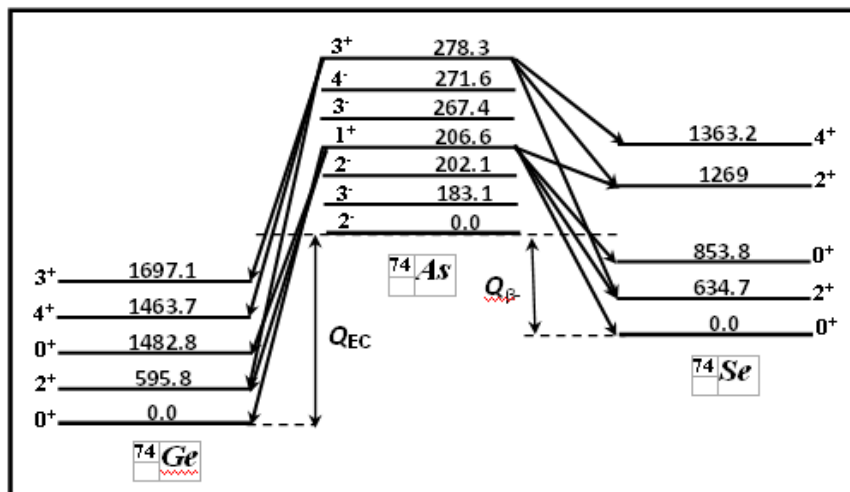


Рис. 1. Фрагменты схем уровней энергии (в кэВ) мультибета-распадного материнского ядра ^{74}As и дочерних ядер ^{74}Ge и ^{74}Se [21]. Стрелками показаны β -переходы разрешенного типа, которые учитывались в расчетах их скоростей. $Q_{EC} = 2562.4$ кэВ, $Q_{\beta-} = 1353.0$ кэВ.

ем коэффициента δ , данным выше, коэффициент $\delta(T)$ рассчитывался по формуле

$$\delta(T) = \lambda_{tot}^{(\beta-)}((A, Z_i); T) / \lambda_{tot}((A, Z_i); T), \quad (19)$$

где

$$\lambda_{tot}^{(\beta^-)}((A, Z_i); T) = \sum_{\xi=\beta^-, \gamma\beta^-} \lambda_{\xi}[(A, Z_i) \rightarrow (A, Z_i + 1); T], \quad (20)$$

$$\lambda_{tot}((A, Z_i); T) = \lambda_{tot}^{(\beta^-)}((A, Z_i); T) + \sum_{\xi=\beta^+, \epsilon_K} \lambda_{\xi}[(A, Z_i) \rightarrow (A, Z_i - 1); T]. \quad (21)$$

Коэффициенты $\delta(T)$, как и δ , определяют долю электронного β -распада в полной скорости распада мультибета-распадного ядра.

Изотопы, перечисленные в таблице 1, интересны не только своими мультираспадами, но еще и тем, что они являются промежуточным звеном в цепочке последовательных β -переходов $(A, Z) \rightarrow (A, Z+1) \rightarrow (A, Z+2)$, приводящей к p -ядру $(A, Z+2)$. Если рассматривать квазиравновесные этапы эволюции массивных звезд, а для некоторых из них вещество звезды может разогреваться до $3T_9$ и даже выше, то от величин коэффициентов $\delta(T)$ будут в указанной цепочке зависеть итоговые выходы конкретных p -ядер. Это важно для моделей процесса синтеза p -ядер, рассчитывающих их распространенности на различных этапах эволюции массивных звезд, например, [9-13], и ниже мы тоже сформулируем такую модель.

Таблица 1. Значения коэффициента $\delta(T)$ для мультираспадных ядер (экспериментальные данные брались из [21]; 1 - $T = 2T_9$, 2 - $T = 3T_9$)

Ядро	δ экспер.	δ теор.		Ядро	δ экспер.	δ теор.	
		1	2			1	2
${}_{33}^{74}As$	0.34	0.680	0.719	${}_{55}^{130}Cs$	0.016	0.011	0.010
${}_{35}^{78}Br$	$<10^{-4}$	0.016	0.014	${}_{55}^{132}Cs$	0.0187	0.212	0.201
${}_{35}^{80}Br$	0.917	0.956	0.941	${}_{57}^{136}La$	0	2.8×10^{-3}	2.4×10^{-3}
${}_{37}^{84}Rb$	0.038	0.210	0.369	${}_{57}^{138}La$	0.336	0.403	0.443
${}_{41}^{92}Nb$	$<5 \times 10^{-4}$	0.018	0.082	${}_{61}^{144}Pm$	0	2.0×10^{-4}	4.4×10^{-4}
${}_{41}^{94}Nb$	0.986	0.992	0.982	${}_{63}^{152}Eu$	0.279	0.878	0.873
${}_{43}^{96}Tc$	0	1.3×10^{-5}	6.1×10^{-5}	${}_{65}^{156}Tb$	0	8.6×10^{-4}	6.7×10^{-4}
${}_{43}^{98}Tc$	1	0.707	0.776	${}_{65}^{158}Tb$	0.166	0.675	0.672
${}_{45}^{102}Rh$	0.2	0.121	0.112	${}_{67}^{162}Ho$	0	4.8×10^{-3}	4.2×10^{-3}
${}_{47}^{106}Ag$	<0.01	2.3×10^{-3}	2.0×10^{-3}	${}_{67}^{164}Ho$	0.4	0.417	0.389
${}_{47}^{108}Ag$	0.972	0.728	0.709	${}_{69}^{168}Tm$	10^{-4}	1.3×10^{-3}	0.017
${}_{47}^{110}Ag$	0.997	0.993	0.993	${}_{71}^{174}Lu$	0	0.068	0.078
${}_{49}^{112}In$	0.44	0.181	0.188	${}_{73}^{180}Ta$	0.14	0.626	0.532
${}_{49}^{114}In$	0.995	0.880	0.822	${}_{75}^{184}Re$	0	4.3×10^{-6}	6.3×10^{-6}
${}_{51}^{120}Sb$	0	0.160	0.169	${}_{77}^{190}Ir$	0	1.1×10^{-4}	1.0×10^{-4}
${}_{53}^{124}I$	0	4.3×10^{-4}	7.6×10^{-4}	${}_{79}^{196}Au$	0.075	1.1×10^{-3}	1.3×10^{-3}
${}_{53}^{126}I$	0.437	0.640	0.640				

При расчете скоростей β -процессов выбирались такие интервалы энергий возбужденных состояний в материнском (A, Z_i) и дочерних $(A, Z_i \pm 1)$ ядрах, чтобы были β -переходы разрешенного типа (это могли быть и фотобета-переходы) или, если это невозможно, то β -переходы первого порядка запрета. Коэффициенты $\delta(T)$ приведены для двух значений температуры - $2T_9$ и $3T_9$. Из таблицы 1 видно, что коэффициент $\delta(T)$ может с ростом температуры как увеличиваться, так и убывать. Это объясняется различной температурной зависимостью скоростей как парциальных

β -процессов, так и полных их сумм. В свою очередь, она определяется квантовыми характеристиками состояний материнского и двух дочерних ядер.

Величины коэффициентов $\delta(T)$, как следует из таблицы, могут сильно отличаться от значений, полученных в земных условиях. Во многих случаях (^{78}Br , ^{84}Rb , ^{132}Cs , ^{152}Eu , ^{158}Tb , ^{164}Ho , ^{180}Ta и др.) действие высокотемпературного поля усиливает β^- -распадный канал, а иногда (^{92}Nb , ^{120}Sb , ^{174}Lu и др.) вообще открывает. В некоторых случаях наблюдается его ослабление – для изотопов ^{102}Rh , ^{112}In , ^{196}Au и некоторых других, но оно не слишком сильное.

При расчете скоростей β -процессов и соответственно коэффициентов $\delta(T)$ для упрощения расчетов пренебрегалось всеми поправками, вычисление которых требует знания плотности свободных электронов в веществе нагретой звезды. Это поправки на учет вырождения электронного газа при электронных β -распадах, на возможность ионизации K -оболочки атома, ядро которого испытывает K -захват. Дело в том, что величина плотности свободных электронов во многом определяется моделью звезды, которая должна быть достаточно реалистичной. Это представляет собой определенную проблему. Нами исследовался температурный интервал $(2-3)T_9$, что соответствует этапу кислородного горения звезды. Как показано в [11], возможное вырождение электронного газа будет влиять на скорости электронных β -переходов, только если величины электронных концентраций ρ/μ_e будут больше 10^8 моль/см³. Для этапа кислородного горения это маловероятно.

РАСЧЕТ РАСПРОСТРАНЕННОСТЕЙ p -ЭЛЕМЕНТОВ

В решении известной проблемы p -ядер (ранее их называли “обойденными”), величины распространенностей которых в среднем на один-три порядка меньше, чем у ядер, синтезируемых в s - и r -процессах нуклеосинтеза, в последнее время наметился некоторый прогресс. Он связан с рассмотрением возможности их синтеза при взрывах сверхновых. Мы не будем здесь проводить подробный обзор работ на эту тему, сошлемся лишь на обзорные работы [2, 20], а также на работы [13, 22], в которых можно найти ссылки и на другие исследования по этой теме. Отметим только, что, как указывалось в работах [13, 22], использование “взрывного” механизма синтеза p -элементов проблему все же полностью не закрывает.

В данной работе рассматривается синтез p -ядер на квазиравновесном этапе эволюции звезды, соответствующем горению кислородного слоя, и рассчитываются их распространенности. Как уже указывалось, на этом этапе в течение почти полугода температура звездного вещества имеет вполне ядерные величины – (200-300) кэВ. Этого достаточно, чтобы интенсифицировать термические β -переходы и фотобета-распады, причем на всех звеньях цепочки $(A, Z) \rightarrow (A, Z+1) \rightarrow (A, Z+2)$, ведущей от стабильного праматеринского ядра (A, Z) к опять-таки стабильному p -ядру $(A, Z+2)$. Бета-распадные характеристики мультираспадных ядер $(A, Z+1)$ были рассчитаны выше. Механизмы термических β -переходов и фотобета-распадов в предлагаемой модели использованы не только для этапа $(A, Z+1) \rightarrow (A, Z+2)$, но и для преодоления энергетического барьера. Он имеет место для всех β -переходов $(A, Z) \rightarrow (A, Z+1)$ и во многих случаях не мал – до 3 МэВ и даже больше. Как недавно было показано в [13] на примере β -распадной цепочки $^{96}\text{Mo} \rightarrow ^{96}\text{Tc} \rightarrow ^{96}\text{Ru}$, высокий энергетический порог (в 3 МэВ) удается преодолеть за счет большого количества эндотермических фотобета-переходов и получить заметный выход изотопов ^{96}Tc за время горения кислородного слоя.

Сформулируем способ расчета распространенностей p -ядер $(A, Z+2)$, стартуя с прародительских стабильных ядер (A, Z) и используя механизмы термических и фотобета-переходов. В принципе, необходимо решать систему трех дифференциальных уравнений с постоянными коэффициентами и заданными начальными концентрациями ядер (A, Z) , $(A, Z+1)$ и $(A, Z+2)$ (в последних двух случаях для них можно взять нулевые значения). Но можно провести упрощенный расчет,

которым и воспользуемся в дальнейшем.

Пусть известна величина распространенности $N(A, Z)$ ядра (A, Z) . Тогда, зная полную скорость его электронного β -распада $\lambda_{tot}^{(\beta^-)}((A, Z); T)$ и временную протяженность этапа $\Delta(t)$, можно найти величину распространенности $N(A, Z+1)$ ядра $(A, Z+1)$, используя закон радиоактивного распада:

$$N(A, Z + 1) = N(A, Z) \{1 - \exp[-\lambda_{tot}^{(\beta^-)}((A, Z); T)\Delta(t)]\}. \quad (22)$$

Ядра $(A, Z + 1)$ мультибета-распадные, долю их электронного β -распада определяет коэффициент $\delta(T)$. В результате этого распада появляются p -ядра $(A, Z+2)$. Полное время жизни ядра $(A, Z+1)$ в нагретой среде, как правило, намного меньше характерных времен квазиравновесных этапов эволюции звезды. Поэтому его мультибета-распад можно практически считать достоверным событием. Рассматривая теперь β -переход $(A, Z+1) \rightarrow (A, Z+2)$, для расчета величины распространенности p -ядер $(A, Z+2)$ можно воспользоваться формулой (22), введя в нее только коэффициент $\delta(T)$, т.е.

$$N(A, Z + 2) = N(A, Z + 1)\delta(T). \quad (23)$$

Расчет полных скоростей β -распадов $\lambda_{tot}^{(\beta^-)}((A, Z); T)$ и $\lambda_{tot}^{(\beta^-)}((A, Z + 1); T)$ для 33 триад $(A, Z) \rightarrow (A, Z+1) \rightarrow (A, Z+2)$ проводился по формулам (20), (1), (4) и (13). Также, как и при расчете коэффициентов $\delta(T)$, в праматеринских ядрах (A, Z) выбирались такие интервалы энергий возбужденных состояний, чтобы электронные β -переходы (это могли быть и фотобета-переходы) были разрешенного типа. Как правило, это условие было выполнимо. В качестве примера на рис. 2 для триады ^{164}Dy , ^{164}Ho и ^{164}Er (p -ядро) такие β -переходы показаны стрелками.

Результаты расчетов величин распространенностей p -ядер представлены в таблице 2. В ней указаны и выбранные значения параметров – длительность этапа $\Delta(t) = 5$ мес., характерная для этапа горения кислородного слоя в массивной звезде, и параметр $\langle f_0 t_{1/2} \rangle_0 = 10^4$ с, определяющий по формуле (16) максимально возможные величины усредненных ядерных матричных элементов для разрешенных β -переходов необлегченного типа. Однако, учитывая сложность структуры высоколежащих ядерных состояний, матричные элементы для β -переходов могут быть намного меньше.

Поэтому величины параметра $\langle f_0 t_{1/2} \rangle_0$ можно варьировать в интервале $1.0 \cdot 10^4 - 3.2 \cdot 10^5$ с, который соответствует значениям $\lg(f_0 t_{1/2}) = 4.0 - 5.5$. Для ядерных состояний сложной структуры величины $\lg(f_0 t_{1/2})$ скорее будут ближе к 5.5. Это означает, что и приведенные в таблице 2 значения рассчитанных распространенностей могли бы быть уменьшены в 32 раза максимально.

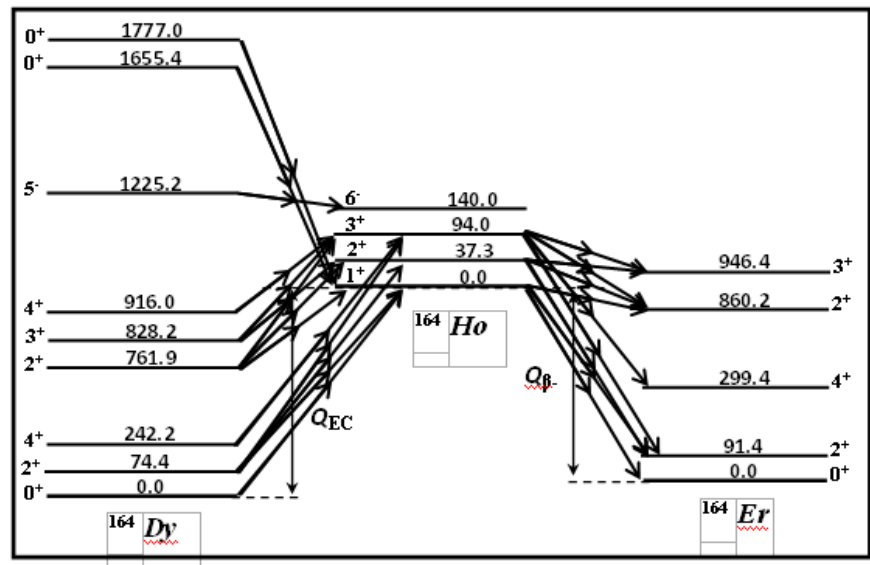


Рис. 2. Фрагменты схем уровней (в кэВ) изотопов из триады ^{164}Dy , ^{164}Ho и ^{164}Er (данные брались из [21]). Стрелками показаны электронные бета- и фотобета-переходы разрешенного типа, учтенные в расчетах полных скоростей. $Q_{EC} = 986.7$ кэВ, $Q_{\beta^-} = 962.5$ кэВ.

Из таблицы 2 видно, что с учетом возможного уменьшения рассчитанных величин наблюдаемые распространенности большинства p -ядер (их 19 из 33) вполне могли бы быть получены в сильно нагретом веществе на основе β -распадного механизма их синтеза. Выход остальных 14 p -ядер от такого процесса недостаточен даже при максимально возможных величинах скоростей термических β -переходов, и для их синтеза β -распадный механизм не играет главной роли. Тем не менее, полученные величины распространенностей можно использовать в качестве начальных данных для систем кинетических уравнений, которые решаются в моделях взрывного синтеза элементов. Обычно для начальных концентраций p -ядер на предвзрывном этапе эволюции звезды принято брать нулевые значения.

Таблица 2. Рассчитанные и “солнечные” величины распространенностей p -ядер ($1 - T = 2 \cdot 10^9$ К, $2 - T = 3 \cdot 10^9$ К). Использовались величины параметров: $\Delta(t) = 5$ мес., $\langle f_0 t_{1/2} \rangle_0 = 10^4$ с. Экспериментальные данные брались из [23].

Прарод. ядро (A, Z)	p -ядро (A, Z+2)	Энергия порога Q_{EC} (кэВ)	“Солнечные” распротр. праматер. ядер $N(A, Z)$ экспер.	“Солнечные” распротр. p -ядер $N(A, Z+2)$ экспер.	Распротр. p -ядер $N(A, Z+2)$ теор.	
					1	2
${}^{74}_{32}Ge$	${}^{74}_{34}Se$	2562	42.8	0.580	$2.5 \cdot 10^{-3}$	0.705
${}^{78}_{34}Se$	${}^{78}_{36}Kr$	3574	15.8	0.146	$1.1 \cdot 10^{-7}$	$1.7 \cdot 10^{-4}$
${}^{80}_{34}Se$	${}^{80}_{36}Kr$	1871	33.4	0.940	0.970	30.6
${}^{84}_{36}Kr$	${}^{84}_{38}Sr$	2681	23.5	0.128	$5.6 \cdot 10^{-4}$	0.523
${}^{92}_{40}Zr$	${}^{92}_{42}Mo$	2006	2.05	0.634	$4.5 \cdot 10^{-6}$	$3.2 \cdot 10^{-3}$
${}^{94}_{40}Zr$	${}^{94}_{42}Mo$	902	2.09	0.361	2.08	2.06
${}^{96}_{42}Mo$	${}^{96}_{44}Ru$	2973	0.661	0.105	$1.4 \cdot 10^{-10}$	$5.1 \cdot 10^{-7}$
${}^{98}_{42}Mo$	${}^{98}_{44}Ru$	1684	0.951	0.036	0.109	0.729
${}^{102}_{44}Ru$	${}^{102}_{46}Pd$	2323	0.601	0.013	$1.5 \cdot 10^{-4}$	0.025
${}^{106}_{46}Pd$	${}^{106}_{48}Cd$	2965	0.355	0.019	$8.0 \cdot 10^{-4}$	$7.2 \cdot 10^{-4}$
${}^{108}_{46}Pd$	${}^{108}_{48}Cd$	1918	0.347	0.014	$1.6 \cdot 10^{-3}$	0.071
${}^{110}_{46}Pd$	${}^{110}_{48}Cd$	893	0.154	0.020	0.153	0.153
${}^{112}_{48}Cd$	${}^{112}_{50}Sn$	2586	0.373	0.036	$7.4 \cdot 10^{-6}$	$1.7 \cdot 10^{-3}$
${}^{114}_{48}Cd$	${}^{114}_{50}Sn$	1453	0.447	0.024	0.143	0.368
${}^{120}_{50}Sn$	${}^{120}_{52}Te$	978	1.22	$5.8 \cdot 10^{-3}$	$9.1 \cdot 10^{-6}$	$3.6 \cdot 10^{-3}$
${}^{124}_{52}Te$	${}^{124}_{54}Xe$	3160	0.299	$7.4 \cdot 10^{-3}$	$1.1 \cdot 10^{-10}$	$4.5 \cdot 10^{-7}$
${}^{126}_{52}Te$	${}^{126}_{54}Xe$	2155	1.22	$6.7 \cdot 10^{-3}$	$3.4 \cdot 10^{-3}$	0.290
${}^{130}_{54}Xe$	${}^{130}_{56}Ba$	2983	0.250	$4.8 \cdot 10^{-3}$	$3.5 \cdot 10^{-8}$	$1.5 \cdot 10^{-5}$
${}^{132}_{54}Xe$	${}^{132}_{56}Ba$	2120	1.52	$4.7 \cdot 10^{-3}$	$3.4 \cdot 10^{-3}$	0.186
${}^{136}_{56}Ba$	${}^{136}_{58}Ce$	2870	0.375	$2.3 \cdot 10^{-3}$	$1.5 \cdot 10^{-7}$	$4.8 \cdot 10^{-5}$
${}^{138}_{56}Ba$	${}^{138}_{58}Ce$	1737	3.44	$3.0 \cdot 10^{-3}$	0.510	1.52
${}^{144}_{60}Nd$	${}^{144}_{62}Sm$	2332	0.188	$7.4 \cdot 10^{-3}$	$5.4 \cdot 10^{-9}$	$2.3 \cdot 10^{-6}$
${}^{152}_{62}Sm$	${}^{152}_{64}Gd$	1818	0.064	$8.4 \cdot 10^{-4}$	$4.9 \cdot 10^{-4}$	0.023
${}^{156}_{64}Gd$	${}^{156}_{66}Dy$	2444	0.086	$1.9 \cdot 10^{-4}$	$2.8 \cdot 10^{-8}$	$3.7 \cdot 10^{-6}$
${}^{158}_{64}Gd$	${}^{158}_{66}Dy$	1220	0.104	$3.3 \cdot 10^{-4}$	0.066	0.070
${}^{162}_{66}Dy$	${}^{162}_{68}Er$	2140	0.094	$3.1 \cdot 10^{-4}$	$4.0 \cdot 10^{-7}$	$3.8 \cdot 10^{-5}$

${}_{66}^{164} Dy$	${}_{68}^{164} Er$	987	0.104	$3.6 \cdot 10^{-3}$	0.042	0.040
${}_{68}^{168} Er$	${}_{70}^{168} Yb$	1679	0.062	$2.7 \cdot 10^{-4}$	$6.5 \cdot 10^{-7}$	$2.9 \cdot 10^{-4}$
${}_{70}^{174} Yb$	${}_{72}^{174} Hf$	1374	0.064	$3.1 \cdot 10^{-4}$	$8.6 \cdot 10^{-4}$	$4.8 \cdot 10^{-3}$
${}_{72}^{180} Hf$	${}_{74}^{180} W$	854	0.060	$4.0 \cdot 10^{-4}$	0.037	0.032
${}_{74}^{184} W$	${}_{76}^{184} Os$	1483	0.092	$1.2 \cdot 10^{-4}$	$1.5 \cdot 10^{-10}$	$3.1 \cdot 10^{-8}$
${}_{76}^{190} Os$	${}_{78}^{190} Pt$	2000	0.182	$1.8 \cdot 10^{-4}$	$1.7 \cdot 10^{-8}$	$1.6 \cdot 10^{-6}$
${}_{78}^{196} Pt$	${}_{80}^{196} Hg$	1506	0.357	$3.1 \cdot 10^{-4}$	$1.0 \cdot 10^{-6}$	$6.7 \cdot 10^{-5}$

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Было показано, что действие температурного поля на β -процессы, идущие на атомных ядрах в сильно нагретом веществе, существенно изменяет их скорости и соответственно величины коэффициентов $\delta(T)$ в сравнении с их лабораторными значениями. При этом основную зависимость β -распадных скоростей от температуры определяют факторы $P(E_a^{(i)}, T)$, дающие заселенность возбужденных состояний материнских ядер (формула (2)). Это открывает каналы новых β -переходов, причем часто меньшей степени запрета, что и приводит к изменению величин полных скоростей β -распадов ядер. Эти результаты справедливы, по крайней мере, для температур в интервале $(2.0 - 3.0) \cdot 10^9$ К. В частности, они достигаются на этапе горения кислородного слоя в веществе массивных звезд.

Для этого же этапа предложена модель процесса синтеза p -ядер, основу которой составляют термический β -распад и фотобета-распад. Она позволила получить, в принципе, наблюдаемые распространенности для 19 из 33 p -ядер. Такой результат получен впервые, поскольку обычно использование β -распадных механизмов при решении проблемы синтеза p -элементов давал приемлемые количественные результаты лишь в частных случаях. Одновременное использование механизма термических и фотобета-распадов именно для всей цепочки последовательных β -переходов, ведущей к p -ядру, обеспечил здесь прогресс. В процессах синтеза оставшихся 14 p -ядер, как выяснилось, предложенный физический механизм не является главным. Однако на его основе можно получить исходные для взрывного этапа эволюции звезды концентрации этих p -элементов. Они необходимы при решении проблемы взрывного нуклеосинтеза.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Burbidge E.M. Synthesis of the elements in stars / E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, W. A. Fowler, and F. Hoyle // Rev. Mod. Phys. – 1957. – V. 29. – P. 547-650.
2. Wallerstein G. Synthesis of the elements in stars: forty years of progress / G. Wallerstein, I. Iben, P. Parker *et al.* // Rev. Mod. Phys. – 1997. – V. 69. – P. 995-1084.
3. Крамаровский Я.М. Синтез элементов во Вселенной / Я.М. Крамаровский, В.П. Чечев. – М.: Наука, 1987. – 158 с.
4. Ишханов Б.С. Нуклеосинтез во Вселенной / Б.С. Ишханов, И.М. Капитонов, И.А. Тутынь. – М.: Изд. МГУ, 1999. – 128 с.
5. Hoyle F. The synthesis of elements from hydrogen // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. – 1946. – V. 106. – P. 343.
6. Cameron A.G.W. Photobeta reactions in stellar interiors // Astrophys. J. – 1959. – V. 130. – P. 452.
7. Bahcall J.N. Beta decay in stellar interiors // Phys. Rev. – 1962. – V. 126. – P. 1143.
8. Shaw P.R. Photon-induced beta decay in stellar interiors / P.R. Shaw, D.D. Clayton, and F.C. Michel // Phys. Rev. – 1965. – V. 140. – P. B1433-B1441.

9. Arnould M. Importance of the photo-beta process for the synthesis of *p*-elements in stellar conditions // Nucl. Phys. – 1967. – V. A100. – P. 657-672.
10. Копытин И.В. Реакция фотобета-распада стабильного ядра как основа новой модели процесса синтеза *p*-ядер / И.В. Копытин, Т.А. Крыловецкая // Изв. РАН. Сер. физич. – 2000. – Т. 64. – С. 935-941.
11. Копытин И.В. Роль термического β^- -распада в синтезе *p*-ядер / И.В. Копытин, М.А. Гиршфельд, Э.М. Бабишов, Т.А. Крыловецкая // Вестн. Воронеж. гос. ун-та. Сер.: Физика, математика. – 2006. – № 2. – С. 72–77.
12. Копытин И.В. Точный учет кулоновского поля при фотобета-распаде ядра и проблема “обойденных” элементов / И.В. Копытин, К.Н. Карелин, А.А. Некипелов // ЯФ. – 2004. – Т. 67. – С. 1455–1467.
13. Копытин И.В. Роль термического и фотобета-распадов в процессах нуклеосинтеза в массивных звездах “проблемных” *p*-ядер ^{113}In , ^{115}Sn , $^{92,94}\text{Mo}$, $^{96,98}\text{Ru}$ / И.В. Копытин, Имад А. Хуссейн // ЯФ. – 2013. – Т. 76. – С. 513–525.
14. Peterson V.L. Exclusion principle inhibition of beta decay in stellar interior / V.L. Peterson, J.N. Bahcall // Astrophys. J. – 1963. – V. 138. – P. 437–451.
15. Bahcall J.N. Electron capture in stellar interiors // Astrophys. J. – 1964. – V. 139. – P. 318.
16. Tsuruta S. Composition of matter in nuclear statistical equilibrium at high densities / S. Tsuruta, A.G.W. Cameron // Can. J. Phys. – 1965. – V. 43. – P. 2056.
17. H. Behrens and J. Janecke. Landolt-Bornstein. Numerical data and functional relationships in science and technology. New series. Group I: nuclear physics and technology. V. 4. – Berlin; Helderberg; New York: Springer-Verlag, 1969. – 317 p.
18. Джелепов Б.С. Бега-процессы / Б.С. Джелепов, Л.П. Зырянова, Ю.П. Суслов. – М.-Л.: Наука, 1973. – 317 с.
19. К. Ленг. Астрофизические формулы. Руководство для физиков и астрофизиков. Ч. 2. – М.: Мир, 1978. – 384 с.
20. Arnold M. The *p*-process of stellar nucleosynthesis: astrophysics and nuclear physics status / M. Arnold and S. Goriely // Phys. Reports. – 2003. – V. 384. – P. 1–84.
21. Firestone R.B. Table of Isotopes. 8th ed. – CD-ROM Edition, Version 1.0 – 1996.
22. Бабишов Э.М. Новый подход в исследовании процесса синтеза *p*-ядер / Э.М. Бабишов, И.В. Копытин // Ядерная физика. – 2008. – Т. 71. – С. 1234–1239.
23. Камерон А.Дж.У. Содержание химических элементов и нуклидов в Солнечной системе / А.Дж.У. Камерон // Ядерная астрофизика. Под ред. Ч. Барнса, Д. Клейтона, Д. Шрамма. – М.: Мир, 1986. – С. 33–52.

Копытин И. В., д.ф.м.н., профессор, зав. кафедрой теоретической физики ВГУ
E-mail: i-kopytin@yandex.ru
Тел.: (473)2208756

Kopytin I. V., Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Professor, Head of the Department Theoretical Physics, Voronezh State University
E-mail: i-kopytin@yandex.ru
Tel.: (473)2208756

Хуссейн Имад Ахмад, аспирант кафедры теоретической физики ВГУ
E-mail: imad_ahmad2003@yahoo.com
Тел.: (473)2208756

Hussain Imad A., postgraduate student of the Department Theoretical Physics, Voronezh State University
E-mail: imad_ahmad2003@yahoo.com
Tel.: (473)2208756