УДК 539.12

ТЕРМИЧЕСКИЙ БЕТА-РАСПАД И ПРОБЛЕМА *p*-ЯДЕР ^{113}In И ^{115}Sn

И. В. Копытин, Т. А. Крыловецкая, Имад А. Хуссейн

Воронежский государственный университет

Поступила в редакцию 16.01.2012 г.

Аннотация. Исследована температурная зависимость скоростей термических β-распадов ^{113}Cd$\to^{113}$In и ^{115}In$\to^{115}$Sn в веществе массивных звезд. Эти распады являются возможным каналом синтеза проблемных *p*-ядер ^{113}In и ^{115}Sn. Показано, что на высокотемпературных этапах эволюции массивных звезд этот канал может быть эффективным.
Ключевые слова: *p*-ядро, термический β-распад, массивная звезда, ядерная астрофизика

Annotation. The rate temperature dependences of ^{113}Cd$\to^{113}$In and ^{115}In$\to^{115}$Sn thermal β-decays in massive star substance are investigated. These decays are a possible synthesis canal of ^{113}In and ^{115}Sn problem *p*-nuclei. It is shown that this canal can be effective in a high-temperature synthesis stage of massive star evolution.
Key words: *p*-nuclear, thermal β-decay, massive star, nuclear astrophysics

ВВЕДЕНИЕ

В ядерной астрофизике, несмотря на усилия многих исследователей, одной из нерешенных остается проблема происхождения *p*-ядер (иначе — обойденных элементов) (смотри, например, обзорную работу [1]). В последнее время большие надежды на ее решение были связаны с моделями, исследующими возможность синтеза *p*-ядер при взрывах массивных сверхновых звезд. В этом подходе учитываются кинетика распространения ударной волны по звездным слоям и всевозможные ядерные реакции, инициируемые в поле этой волны столкновениями протонов, нейтронов, альфа-частиц и легких ядер с химическими элементами вещества звезды [2—5]. При этом в качестве начальных данных при решении системы кинетических уравнений используют концентрации *s*-ядер в звезде на стадии предсверхновой. Выяснилось, что для многих *p*-ядер такой подход, в принципе, позволяет получать вполне удовлетворительные результаты для величин их распространенностей [4, 5]. Однако также оказалось, что есть несколько «проблемных» изотопов (^{92,94}Mo, ^{96,98}Ru, ^{113}In, ^{115}Sn), для которых наблюдается существенное недопроизводство во всех моделях, причем увеличение интенсивности *s*-процесса задачу не решает [5]. Это обстоятельство означает, что за синтез указанных ядер ответственны другие физические механизмы, возможно инициируемые физическими процессами не только на взрывном этапе.

В данной работе изучалась роль термического бета-распада в синтезе *p*-ядер ^{113}In, ^{115}Sn в массивных звездах на квазиравновесных стадиях их эволюции. Указанные изотопы относят к *p*-ядрам условно, в основном, из-за величин их распространенностей — они соответствуют этой категории ядер. Действительно, если распространенности материнских ядер ^{113}Cd и ^{115}In соответствуют *s*-ядрам, то величины распространенностей изотопов ^{113}In и ^{115}Sn в 24 раза и в 14 раз меньше соответственно. Есть и другое их отличие от традиционных *p*-ядер.

Как известно, основным препятствием для синтеза *p*-ядер по механизмам *s*- и *r*-процессов является энергетический порог для естественного β-распада $(A,\ Z) \to (A,\ Z{+}1)$ в цепочке β-переходов $(A,\ Z) \to (A,\ Z{+}1) \to (A,\ Z{+}2)$, приводящей к *p*-ядру $(A,\ Z{+}2)$ (A и Z — массовое и зарядовые числа ядра $(A,\ Z)$). В итоге цепочка естественных β-распадов прерывается на β-стабильном ядре $(A,\ Z)$, а *p*-изотоп $(A,\ Z{+}2)$ оказывается изолированным. Обычно в ядерных триадах такого рода *p*-ядра $(A,\ Z{+}2)$ четно-четные.

Иная ситуация с *p*-ядрами ^{113}In и ^{115}Sn. В β-распадных цепочках в этом случае материнскими ядрами соответственно будут ^{113}Cd и ^{115}In. Хотя, в принципе, естественные β-распады ^{113}Cd $\to$ ^{113}In и ^{115}In $\to$ ^{115}Sn возможны, практи-

© Копытин И. В., Крыловецкая Т. А., Имад А. Хуссейн, 2012

чески они не осуществимы из-за большой степени β-запрета по квантовым правилам отбора — это β-переходы четвертой степени запрета. Данный факт отражается и в больших величинах времен жизни основных состояний ядер ^{113}Cd и ^{115}In — $8.04 \cdot 10^{15}$ лет и $4.41 \cdot 10^{14}$ лет соответственно. Можно с уверенностью говорить, что эти ядра стабильны или, точнее, квазистабильны.

Цель настоящей работы — выяснить возможную роль термических β-распадов квазистабильных изотопов ^{113}Cd и ^{115}In при синтезе p-ядер ^{113}In и ^{115}Sn в нагретом веществе массивных звезд. В процессе эволюции до стадии сверхновой массивные звезды проходят несколько квазиравновесных этапов, на которых температура звездного вещества может достигать «ядерных» температур. В частности, примером может быть стадия горения кислородного слоя массивной звезды, в котором температура вещества может достигать вполне «ядерных» величин — $(2 \div 3) \cdot 10^9$ К. Другие химические элементы попадают в этот слой из-за конвекции вещества между различными слоями звезды. Этот период может быть довольно протяженным (до полугода). Таких температур уже достаточно для того, чтобы стали заметно заселяться возбужденные уровни материнских ядер ^{113}Cd и ^{115}In, если они в этом слое окажутся. Это обстоятельство делает возможными β-переходы из их возбужденных состояний на основное и возбужденные состояния дочерних p-ядер ^{113}In и ^{115}Sn. Такого рода β-переходы получили название термических, а само явление — термического β-распада. Анализ схем уровней пар изотопов ^{113}Cd,^{113}In и ^{115}In,^{115}Sn показывает, что в обоих случаях могут иметь место заметное количество разрешенных и однократно запрещенных β-переходов. Конечно, скорость таких β-распадов на несколько порядков величины превышает скорость β-перехода четвертого порядка запрета между основными состояниями указанных ядер. Это означает, что в нагретом веществе звезды, имеющем определенное количество материнских изотопов ^{113}Cd и ^{115}In, открывается новый канал синтеза дочерних ядер — p-ядер ^{113}In и ^{115}Sn. Его интенсивность в зависимости от температуры звездного вещества и предполагается оценить в данном исследовании.

СКОРОСТЬ ТЕРМИЧЕСКОГО β-РАСПАДА ЯДРА

Будем рассматривать процесс β-распада атомного ядра в квазиравновесной среде с заданной температурой T. В этом случае у материнского и дочернего ядер с определенной вероятностью будут заселены возбужденные состояния. Вероятность заселения a-го состояния материнского ядра i с энергией $E_a^{(i)}$, отсчитанной от его основного состояния, в соответствии с больцмановским распределением будет иметь вид:

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

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

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

Скорость β-распада из состояния a материнского ядра на состояния дочернего ядра в нагретой среде имеет вид:

$$\lambda_\beta^a(i \to f; T) = P(E_a^{(i)}, T) \sum_{b,n} \lambda_{\beta,n}^{a \to b}(i \to f; \Delta E_{ab}), \quad (3)$$

Здесь $\lambda_{\beta,n}^{a \to b}(i \to f; \Delta E_{ab})$ — парциальная скорость β-перехода n-го порядка запрета из состояния a материнского ядра i с энергией $E_a^{(i)}$ в состояние b дочернего ядра f с энергией $E_b^{(f)}$, также отсчитанной от основного состояния ядра f, $\Delta E_{ab} = E_a^{(i)} - E_b^{(f)} + Q_\beta$ — граничная энергия β-перехода $a \to b$ (Q_β — стандартное обозначение в теории β-распада разности энергий основных состояний материнского и дочернего ядер). Величина $\lambda_{\beta,n}^{a \to b}(i \to f; \Delta E_{ab})$ может быть рассчитана по стандартным формулам теории β-распада:

$$\lambda_{\beta,n}^{a \to b}(i \to f; \Delta E_{ab}) = \\ = (2\pi^3)^{-1} \int_1^{\Delta E_{ab}} E(E^2 - 1)^{1/2} (\Delta E_{ab} - E)^2 \times \\ \times F_0(Z_f, E) C_n(Z_f, E) dE \quad (4)$$

(используется «естественная» система единиц $\hbar = c = m_e = 1$). В формуле (4) Z_f — зарядовое число дочернего ядра, $F_0(Z,E)$ — функция Ферми, учитывающая действие кулоновского поля дочернего ядра на β-электрон. Для ее расчета существуют таблицы (смотри, например, [6]). Однако с хорошей точностью эта функция может быть рассчитана по формуле

$$F(Z, E) = 4(2pR)^{2(\gamma - 1)} \frac{|\Gamma(\gamma + iy)|^2}{[\Gamma(2\gamma + 1)]^2} e^{\pi y}, \quad (6)$$

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, $y = \alpha ZE/p$. $C_n(Z,E)$ — форма β-спектра для β-перехода n-ой степени запрета, зависящая от ядерных матричных элементов и стандартных комбинаций электронных волновых функций, величина которых рассчитана на поверхности ядра [6]. Наиболее простой вид имеет форма спектра для наиболее интенсивного разрешенного β-распада ($n = 0$):

$$C_0(Z,E) = (g_V^2 \left|\int 1\right|^2 + g_A^2 \left|\int \vec{\sigma}\right|^2) L_0(Z,E). \quad (7)$$

$M_V = g_V \int 1$ и $M_A = g_A \int \vec{\sigma}$ — фермиевский и гамов-теллеровский ядерные матричные элементы для β-перехода $a \to b$, g_V и g_A — фермиевская и гамов-теллеровская константы слабого взаимодействия. Для чисто кулоновского поля функция $L_0 = (1+\gamma)/2 \approx 1$, но для кулоновского поля ядра конечных размеров значение этой функции будет иным. Тем не менее, с хорошей точностью и в последнем случае можно полагать $L_o(Z,E) \approx 1$. В итоге для скорости разрешенных β-переходов получим:

$$\lambda_{\beta,0}^{a\to b}(i \to f; \Delta E_{ab}) = \\ = (2\pi^3)^{-1}(\left|M_V\right|^2 + \left|M_A\right|^2) f_0(Z_f, \Delta E_{ab}), \quad (8)$$

$f_0(Z,E)$ — приведенная функция Ферми (для нее также имеются таблицы [6]):

$$f_0(Z_f, \Delta E_{ab}) = \\ = \int_1^{\Delta E_{ab}} E(E^2 - 1)^{1/2} (\Delta E_{ab} - E)^2 F_0(Z_f, E) dE. \quad (9)$$

В формуле (8) фермиевский ядерный матричный элемент M_V отличен от нуля лишь при выполнении очень жестких правил отбора по изотопическим спинам ядерных состояний. В наших практических приложениях эти правила выполняться не будут, и $M_V = 0$.

Формула, аналогичная (8), может использоваться и для оценки скорости неуникальных β-переходов первого порядка запрета [7]. Известно, что форма спектра большинства таких переходов имеет квазиразрешенную форму. Это объясняется тем, что имеет место так называемое ξ-приближение ($\xi = \alpha Z / 2R \gg 1$). В этом случае в разложении лептонных функций, описывающих движение β-электронов в кулоновском поле ядра и входящих в выражение для формы β-спектра $C_1(Z,E)$, пренебрегают членами kR и qR (k и q — импульсы электрона и антинейтрино соответственно) по сравнению с ξ. Тогда для скорости β-перехода первого порядка запрета $\lambda_{\beta,1}^{a\to b}(i \to f; \Delta E_{ab})$ можно воспользоваться формулой (8), если сделать следующие замены ядерных матричных элементов (они даны в стандартных обозначениях теории β-распада):

$$M_V \to -g_A \int \gamma_5 + i\xi g_A \int \vec{\sigma} \cdot \vec{r} \text{ и} \\ M_A \to -g_V \int \vec{\alpha} + \xi g_A \int \left[\vec{\sigma}\,\vec{r}\right] + \xi g_V \int i\vec{r}. \quad (10)$$

Используя формулу (3), для полной вероятности термического β-распада материнского ядра i, приводящего к появлению дочернего ядра f в основном или возбужденном состояниях, получим:

$$\lambda_\beta(i \to f; T) = \sum_a \lambda_\beta^a(i \to f; T) = \\ = \sum_a P(E_a^{(i)}, T) \sum_{b,n} \lambda_{\beta,n}^{a\to b}(i \to f; \Delta E_{ab}). \quad (11)$$

Суммирование проводится по тем состояниям a и b соответственно материнского и дочернего ядер, для которых выполняется условие $\Delta E_{ab} > 0$. При расчете распространенности дочернего ядра иногда интерес может представлять скорость термического β-распада материнского ядра на единичном интервале температур. Ее можно рассчитать по формуле

$$\Lambda_\beta(i \to f; T) = \partial \lambda_\beta(i \to f; T) / \partial T. \quad (12)$$

СКОРОСТИ ТЕРМИЧЕСКИХ β-РАСПАДОВ ^{113}Cd $\to$ ^{113}In И ^{115}In $\to$ ^{115}Sn

При расчете скоростей термических β-распадов ^{113}Cd$\to^{113}$In и ^{115}In$\to^{115}$Sn учитывались все разрешенные и однократно запрещенные β-переходы на состояния дочерних p-ядер ^{113}In и ^{115}Sn из возбужденных состояний материнских ядер ^{113}Cd и ^{115}In с энергиями до 500 и 900 кэВ соответственно. Схемы уровней пар ядер ^{113}Cd, ^{113}In и ^{115}In, ^{115}Sn с указанием рассматриваемых β-переходов приведены на рис. 1 и рис. 2 (схемы уровней взяты из [8]).

Определенную проблему представляет расчет β-распадных ядерных матричных элементов. К сожалению, удовлетворительной модели атомного ядра, которая позволила бы рассчитать ядерные матричные элементы с хорошей точностью, особенно для β-переходов между возбужденными состояниями, не существует.

Рис. 1. Схема уровней ядер ^{113}Cd и ^{113}In (стрелками показаны β-переходы, учтенные в расчетах)

Рис. 2. То же, что и на рис. 1, только для ядер ^{115}In и ^{115}Sn

Правда, в нашем случае рассматриваемые переходы относятся к нечетным ядрам и могут быть практически однозначно идентифицированы в рамках одночастичной оболочечной модели ядра. Однако волновые функции возбужденных состояний, которых в рассматриваемых случаях большинство, вполне могут заметно отличаться от одноквазичастичных из-за примеси однофононных состояний. Соответственно результаты прямых расчетов ядерных матричных элементов по одночастичной оболочечной модели могут иметь большую ошибку. По этой причине мы предпочли вместо прямых расчетов ядерных матричных элементов использовать для оценки их величин усредненные значения. Они могут быть получены на основе типичных значений приведенных времен жизни $f_0 t_{1/2}$ для разрешенных и

однократно запрещенных β-переходов. Как известно, характерные величины $f_0 t_{1/2}$ для необлегченных разрешенных β-переходов заключены в интервале 10^4—10^5 с, а для неуникальных β-переходов первого порядка запрета 10^7—10^8 с. Используя для разрешенных β-переходов формулу (8) и для β-переходов первого порядка запрета ее же с учетом (10), заменяя матричные элементы на их усредненные значения в соответствии с приведенными выше оценками величин $f_0 t_{1/2}$, для скоростей β-переходов получим:

$$\lambda_{\beta,0}^{a\to b}(i \to f; \Delta E_{ab}) = \\ = (10^{-4} \div 10^{-5}) \cdot \ln 2 \cdot f_0(Z_f, \Delta E_{ab}); \quad (13)$$

$$\lambda_{\beta,1}^{a\to b}(i \to f; \Delta E_{ab}) = \\ = (10^{-7} \div 10^{-8}) \cdot \ln 2 \cdot f_0(Z_f, \Delta E_{ab}). \quad (14)$$

Величина $f_0(Z_f, \Delta E_{ab})$ определена в формуле (9).

Температурные зависимости скоростей термических β-распадов $^{113}\mathrm{Cd}\to{}^{113}\mathrm{In}$ и $^{115}\mathrm{In}\to{}^{115}\mathrm{Sn}$ были рассчитаны по формулам (11)—(14) и представлены на рис. 3 и рис. 4.

Рассматривался интервал температур от $1\cdot T_8$ до $6\cdot T_9$ ($T_n \equiv 10^n K$). Учитывались все β-переходы, указанные на рис. 1 и рис. 2. В соответствии с приведенными в формулах (13) и (14) оценками скоростей отдельных β-переходов температурные зависимости скоростей термических β-распадов на рис. 3 и рис. 4 имеют вид полос допустимых значений. Видно, что зависимость скорости термического β-распада от температуры в интервале температур до $1\cdot T_9$ довольно резкая. Этот факт связан с экспоненциальной зависимостью заселенности уровней с энергией E_a от величины E_a/kT (смотри формулу (1)). В этой области температур $E_a/kT \gg 1$.

Для сравнения на рис. 3 и рис. 4 пунктирными линиями представлены температурные зависимости скоростей термических β-распадов для случаев, когда ядерные матричные элементы $\left|\int \vec{\sigma}\right|^2$ наиболее интенсивных разрешенных β-переходов были рассчитаны по одночастичной модели ядра. Для ядерного матричного элемента использовалось выражение [9]:

$$\left|\int \vec{\sigma}\right|^2 = C\delta_{l_i l_f}. \quad (15)$$

Здесь

$$C = j/(j+1) \text{ для } \Delta j = 0 \text{ и } j = l - \tfrac{1}{2}\mathrm{S};$$
$$C = (j+1)/j \text{ для } \Delta j = 0 \text{ и } j = l + \tfrac{1}{2}; \quad (16)$$
$$C = 2(2j_f+1)/(j_i+j_f+1) \text{ для } \Delta j = 1 \text{ и } j_i + j_f = 2l.$$

В одночастичной модели ядра для β-распада $^{113}\mathrm{Cd}\to{}^{113}\mathrm{In}$ главным β-переходом будет $|1g_{7/2}\rangle \to |1g_{9/2}\rangle$, а для β-распада $^{115}In\to{}^{115}Sn$ — β-переход $|2d_{3/2}\rangle \to |2d_{3/2}\rangle$. Конечно, приведенные на рис. 3 и рис. 4 для этих случаев оценки величин скоростей термических β-распадов приблизительны. Во-первых, рассматриваемые ядра не относятся к категории «дважды магических». Только для них оценки (15), (16) дают неплохие результаты. Во-вторых, перенормировка ядер-

Рис. 3. Скорость термического β-распада $^{113}\mathrm{Cd}\to{}^{113}\mathrm{In}$ в зависимости от температуры

Рис. 4. То же, что и на рис. 3, только для β-распада $^{115}In \to ^{115}Sn$

ных матричных элементов сильным взаимодействием нуклонов может быть значительной, приводя к уменьшению их величины [10].

ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Зная скорости термических β-распадов материнских ядер ^{113}Cd и ^{115}In и величины концентраций соответствующих изотопов в нагретом веществе звезды, можно оценить величины концентрации p-изотопов ^{113}In и ^{115}Sn — продуктов термических β-переходов. Пусть в момент времени $t = 0$ концентрация изотопа (A,Z) в звездном веществе будет $N_0(A,Z)$. Тогда в соответствии с законом радиоактивного распада за время Δt концентрация данного изотопа уменьшится до значения

$$N_t(A,Z) = \\ = N_0(A,Z) \cdot \exp[-\lambda((A,Z) \to (A,Z+1);T) \cdot \Delta t]. \quad (16)$$

В формуле (16) предполагается, что на временном интервале Δt температура среды изменяется мало. Очевидно, что продуктом термического β-распада $(A,Z) \to (A,Z+1)$ будут p-ядра $(A,Z+1)$. Для отношения их концентрации $N_t(A,Z+1)$ к начальной концентрации материнских ядер $N_0(A,Z)$ получим:

$$N_t(A,Z+1) \,/\, N_0(A,Z) = \\ = 1 - \exp[-\lambda((A,Z) \to (A,Z+1);T) \cdot \Delta t]. \quad (17)$$

Зная начальную концентрацию материнских ядер в звездном веществе $N_0(A,Z)$, температуру T и временную протяженность определенного этапа эволюции звезды Δt, по формуле (17) можно определить, сколько дочерних ядер накопится в веществе на этом этапе. И, наоборот, пусть известно отношение концентраций $N_t(A,Z+1)/N_0(A,Z)$, например, в Солнечной системе. Считая ее характерной для этих элементов и на ранних этапах, по формуле (17) можно определить примерную протяженность Δt тех этапов звездной эволюции, на которых был возможен термический β-распад ядер (A,Z), а также оценить возможную температуру вещества. На рис. 5 и рис. 6 для «солнечных» отношений концентраций элементов $N(^{113}In)/N(^{113}Cd) = 0.042$ и $N(^{115}Sn)/N(^{115}In) = 0.071$ (данные о «солнечных» концентрациях взяты из [11]) в зависимости от температуры представлены протяженности временных этапов Δt, достаточные для получения наблюдаемых величин концентраций p-ядер.

Из рисунков 5 и 6 видно, что интенсивность процесса термического β-распада не мала, причем даже на этапе, когда температура вещества была меньше $1 \cdot T_9$ (рис. 5). Например, для получения солнечных концентраций p-изотопа ^{113}In по механизму термического β-распада при температуре $2 \cdot T_8$ достаточно около $3 \cdot 10^4$ лет, а при температуре $2 \cdot T_9$ (при горении кислородного слоя в массивной звезде) требуется примерно 3 мин. Известные соотношения концентраций s-ядер ^{113}Cd и ^{115}In и соответствующих

Рис. 5. Температурная зависимость длительностей Δt этапов, достаточных для получения «солнечных» концентраций p-ядер ^{113}In и ^{115}Sn (пунктирная линия для β-перехода ^{113}Cd$\rightarrow^{113}$In, сплошная – для β-перехода ^{115}In$\rightarrow^{115}$Sn)

Рис. 6. То же, что на рис. 5, только на более горячем этапе эволюции массивной звезды

им p-ядер ^{113}In и ^{115}Sn можно использовать для приблизительных оценок продолжительности тех или иных этапов в эволюции массивной звезды.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В нашей физической модели процесса синтеза p-ядер ^{113}In и ^{115}Sn оценивалась роль только одного из возможных процессов — термического β-распада. Конечно, наряду с термическим β-распадом с разной интенсивностью и эти ядра, и исходные s-ядра ^{113}Cd и ^{115}In участвуют и в других процессах. Это могут быть, например, разной степени интенсивности столкновения с протонами, нейтронами, альфа-частицами и др., которые могут инициировать различные ядерные реакции и приводить к изменению структуры исходных ядер. В этом плане конкурирующие физические процессы могут изменять соотношения концентраций химических элементов. Тем не менее, в качестве «реперных» соотношений таких концентраций принято использовать «солнечные», что мы и делаем. В данной работе не рассматривались также термические β^+-распад и электронный захват из состояний p-ядер ^{113}In и ^{115}Sn на состояния s-ядер ^{113}Cd и ^{115}In. Такой «обратный» процесс, в принципе, мог бы тоже иметь

место в нагретой среде и влиять на итоговые величины концентраций p-ядер. Однако, как было показано в [12], если температура вещества звезды меньше $(2 \div 3)\, T_9$, интенсивность этих процессов мала.

Главный результат данного исследования, по нашему мнению, — это вывод, что для исследуемых переходов процессы термического β-распада имеют довольно большую интенсивность. Этот факт означает, что при расчете процессов синтеза элементов в нагретом веществе массивной звезды необходимо в кинетических уравнениях учитывать и термический β-распад. К тому же рассчитанные для исследуемого этапа эволюции концентрации p-элементов, синтезированных в термическом β-распаде, могут быть использованы в качестве начальных данных в кинетических уравнениях, описывающих синтез элементов на следующем этапе эволюции звезды.

ЛИТЕРАТУРА

1. *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.

2. *Rayet M.* The p-process in Type II supernovae / M. Rayet, M. Arnould, M. Hashimoto et al. // Astron. Astrophys. — 1995. — V. 298. — P. 517—527.

3. *Boyd R. N.* Explosive processes in nucleosynthesis / R. N. Boyd // Eur. Phys. J. A. — 2002. — V. 13. — P. 203—206.

4. *Бабишов Э. М.* Нуклеосинтез обойденных элементов при взрыве сверхновой звезды / Э. М. Бабишов, И. В.Копытин // Астроном. журн. — 2006. — Т. 83. — С. 638—648.

5. *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.

6. *Behrens H.* Numerical tables for beta decay and electron capture / H. Behrens, J. Janecke // Landolt-Bornstein. Numerical data and functional relationships in science and technology. New series. Group I: nuclear physics and technology. — Berlin—Helderberg—New York: Springer-Verlag. — 1969. Vol. 4. — 316 p.

7. *Джелепов Б. С.* Бета-процессы / Б. С. Джелепов, Л. П. Зырянова, Ю. П. Суслов. — М.-Л.: Наука. — 1973. — 447 с.

8. http://www.nndc.bnl.gov/chart

9. *Гипперт-Майер М.* Элементарная теория ядерных оболочек / М. Гипперт-Майер, И. Г. Д. Иенсен / М.: ИЛ. — 1958. — 318 с.

10. *Рапопорт Л. П.* Влияние сильного взаимодействия между нуклонами в ядре на разрешенный β-распад / Л. П. Рапопорт, И. В. Копытин // Ядерная физика. — 1965. — Т. 2. — С. 992—1001.

11. *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.

12. *Arnould M.* Importance of the photo-beta process for the synthesis of “p” elements in stellar conditions / M. Arnould // Nucl. Phys. — 1967. — V. A100. — P. 657—672.

Копытин И. В. — д.ф.м.н., профессор, зав. кафедрой теоретической физики ВГУ
Тел.: (473)2-208-756
E-mail: i-kopytin@yandex.ru

Крыловецкая Т. А. — к.ф.м.н., ассистент кафедры теоретической физики ВГУ
Тел.: (473)2-208-756
E-mail: krylovetsky@gmail.com

Хуссейн Имад А. — аспирант кафедры теоретической физики ВГУ
Тел.: (473)2-208-756
E-mail: imad_ ahmad2003@yahoo.com

Kopytin I. V. — Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Professor, Head of the Theoretical Physics Department, Voronezh State University
Tel.: (473)2-208-756
E-mail: i-kopytin@yandex.ru

Krylovetskaya T. A. — Candidate of Physical and Mathematical Sciences, assistant of the Theoretical Physics Department, Voronezh State University.
Tel.: (473)2-208-756
E-mail: krylovetsky@gmail.com

Hussain Imad A. — postgraduate student of the Theoretical Physics Department, Voronezh State University
Tel.: (473)2-208-756
E-mail: imad_ ahmad2003@yahoo.com