

НОВЫЙ ПОДХОД К РЕШЕНИЮ ПРОБЛЕМЫ СИНТЕЗА Р-ЯДЕР В МАССИВНЫХ ЗВЕЗДАХ

И.В. Копытин, Т.А. Крыловецкая

Воронежский государственный университет

Исследуется роль новых физических явлений - столкновительного бета-распада и фотобета-распада стабильных ядер - в процессе синтеза обойденных изотопов в массивных звездах. Показано, что для квазиравновесного этапа эволюции звездного вещества можно получить вполне удовлетворительное описание относительных распространенностей р-ядер. Найдено, что процесс синтеза р-ядер на основе фотобета-распада β -стабильных нуклидов, инициируемого тепловым излучением вещества, является определяющим.

ВВЕДЕНИЕ

Проблема образования в звездном веществе наиболее богатых протонами стабильных изобар (их более 30), получивших в последнее время название р-ядер (ранее их называли обойденными), относится к самым старым проблемам ядерной астрофизики. Она возникла сразу же, как только были сформулированы главные принципы стандартной теории нуклеосинтеза средних и тяжелых ядер (первое и наиболее полное их изложение можно найти в [1]). Как известно, эта теория основана на механизме нейтронного захвата (медленного (s-процесс) или быстрого (r-процесс)) с последующим (или одновременным) β^- -распадом образовавшихся нуклидов.

Однако для р-ядер такой механизм оказался неприменим. Дело в том, что все цепочки последовательных β^- -распадов, которые могли бы привести к р-ядрам (обозначим их как $(A, Z+2)$, где A - массовое, а Z - зарядовое число), прерываются на β -стабильных изобарах (A, Z) из-за энергетического барьера $\Delta = (M(A, Z+1) - M(A, Z) + m_e)c^2 > 0$ ($M(A, Z)$ - масса ядра (A, Z) , m_e - масса электрона, c - скорость света) (см. рис. 1). В результате β^- -переход $(A, Z) \xrightarrow{\beta^-} (A, Z+1)$ оказывается невозможен по энергетическим условиям (квантовые правила отбора для β -переходов разрешенного типа в большинстве случаев выполняются). Как следствие, блокируется β^- -переход $(A, Z+1) \xrightarrow{\beta^-} (A, Z+2)$, приводящий к р-ядру $(A, Z+2)$. Заметим также, что само поглощение нейтронов (как медленное, так и быстрое)

как основной способ нуклеосинтеза стабильных ядер главной последовательности является особенно неадекватным для синтеза р-ядер, поскольку создает избыток нейтронов в синтезированном ядре, тогда как р-ядра имеют аномально большое количество протонов.

Хотя распространенность стабильных р-ядер на два порядка ниже, чем распространенность элементов главной последовательности, они в природе есть. Следовательно должны быть какие-то физические процессы, позволяющие преодолеть (или обойти) вышеуказанный энергетический барьер и привести к синтезу р-ядер. До настоящего времени предлагалось несколько таких моделей.

Уже в пионерской работе [1] и впоследствии в работах [2,3] изучался вариант образования р-ядер в результате захвата тепловых протонов, которые присутствуют в веществе массивных звезд в значительном количестве (захват одного протона ядром (A, Z) увеличивает его зарядовое число на единицу). Выяснилось, что для реализации такого процесса необходимы достаточно высокие температуры ($T \sim 3 \cdot 10^9$ K) и большие плотности протонов (~ 100 г/см³). Однако из теории эволюции звезд следует, что такие плотности водородной среды при необходимых температурах в звездах маловероятны.

В работе Д.А. Франк-Каменецкого [4] были приведены дополнительные аргументы против протонного захвата в данном процессе, основанные на необходимости равновесия р-захватных и обратных (γ, p) реакций, а это противоречит наблюдаемым распространенностям р-

ядер и их стабильных соседей. Там же им было изучено возможное участие в р-захватном процессе синтеза р-ядер и нетепловых протонов. Они также на основе (p,n)- и (p,2n)-реакций позволяют получить ядра с избытком протонов. Однако, как показали оценки, и такой механизм не может играть сколь-нибудь заметную роль из-за малого количества источников нетепловых протонов в веществе звезды.

Впоследствии идея синтеза р-ядер путем поглощения быстрых ядерных частиц прорабатывалась для случая α -частиц, которые также появляются в результате некоторых реакций на начальных этапах нуклеосинтеза легких изотопов. И хотя в отдельных случаях некоторые р-ядра действительно удается получить, этот механизм не может считаться универсальным (см. обзор [5], посвященный последним достижениям ядерной астрофизики).

Наконец, оригинальный физический механизм преодоления энергетического барьера, о котором шла речь выше, был предложен в работе Домогацкого Г.В. и Надежина Д.К. [6]. В нем требуемый β^- -переход $(A, Z) \rightarrow (A, Z+1)$, запрещенный энергетическими условиями, реализуется за счет облучения изобар (A, Z) (а затем и $(A, Z+1)$) интенсивным нейтринным потоком. Авторам [6] удалось неплохо воспроизвести ход экспериментальной кривой для относительных (по отношению друг к другу) распространенностей р-ядер. Однако для получения интенсивных нейтринных потоков здесь требуется катастрофическая стадия эволюции массивной звезды (гравитационный коллапс). Эта стадия ввиду очевидных трудностей пока исследована недостаточно полно и неясно, будут ли реализовываться довольно жесткие требования к величине энергии и интенсивности необходимого нейтринного потока. От их выполнения существенным образом будут зависеть величины распространенностей р-ядер $(A, Z+2)$ по отношению к прародительским стабильным ядрам (A, Z) .

В настоящей работе предлагаются и исследуются еще два новых физических механизма, позволяющих, в принципе, реализовать последнее звено $(A, Z+1) \xrightarrow{\beta^-} (A, Z+2)$ в цепочке последовательных β^- -переходов и получить р-ядро $(A, Z+2)$. Их основу составляют два сходных явления: β^- -распад стабильного ядра (A, Z) , инициируемый его столкновениями с другими частицами среды (столкновительный бета-распад), и фотобета-распад, при котором β^- -распад ядра (A, Z) стимулирован поглощением электромагнитного излучения нагретой среды с планков-

ским спектром частот. В обоих случаях преодоление энергетического порога Δ происходит за счет либо столкновительной энергии, либо энергии поглощаемого фотона, и β^- -переход $(A, Z) \xrightarrow{\beta^-} (A, Z+1)$ становится возможным, открывая путь к синтезу р-ядра $(A, Z+2)$.

ДВУХЭТАПНАЯ МОДЕЛЬ ПРОЦЕССА СИНТЕЗА Р-ЯДЕР

Вначале сформулируем базовую модель процесса нуклеосинтеза р-ядра, предполагая, что есть определенный физический механизм преодоления энергетического порога Δ (см. рис. 1). Она включает два этапа. На первом с помощью не-

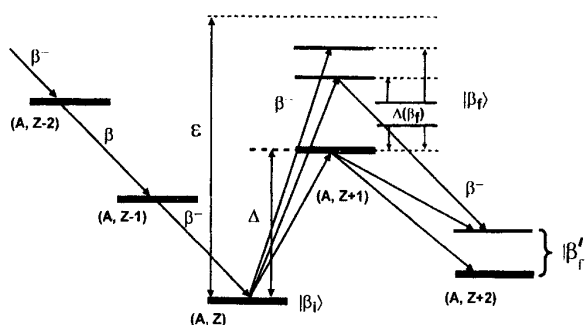


Рис. 1. Схема последовательных бета-распадов, приводящих к р-ядру $(A, Z+2)$, включающая эндотермический бета-распад стабильного ядра $(A, Z) \rightarrow (A, Z+1)$. Δ - пороговая энергия.

которого эндотермического физического процесса (например, столкновительного бета-распада или фотобета-распада), осуществляется β^- -переход $(A, Z) \xrightarrow{\beta^-} (A, Z+1)$. Вероятность такого процесса обозначим как $P_{\beta}^{(a)}\{(A, Z) \rightarrow (A, Z+1)\}$ (индекс a отмечает тип процесса). Очевидным условием его осуществления является требование, чтобы вносимая энергия превышала величину $\Delta = (M(A, Z+1) - M(A, Z) + m_e)c^2$ (о квантовых условиях речь будет идти ниже). На втором этапе предполагается, что естественным путем или опять же на основе процесса, ответственного за первый этап, будет осуществлен β^- -распад $(A, Z+1) \xrightarrow{\beta^-} (A, Z+2)$, итогом которого станет появление р-ядра $(A, Z+2)$. Соответствующую суммарную вероятность обозначим $W\{(A, Z+1) \rightarrow (A, Z+2)\}$. В результате итоговая скорость образования р-ядра $(A, Z+2)$ из праматеринского ядра (A, Z) будет иметь вид:

$$P\{(A, Z) \longrightarrow (A, Z+2)\} = P_{\beta}^{(a)}\{(A, Z) \longrightarrow (A, Z+1)\} \times W\{(A, Z+1) \longrightarrow (A, Z+2)\}. \quad (1)$$

Здесь вероятность второго этапа $W\{(A, Z+1) \longrightarrow (A, Z+2)\}$ может быть представлена в виде:

$$W\{(A, Z+1) \longrightarrow (A, Z+2)\} = W_{\beta^-}\{(A, Z+1) \longrightarrow (A, Z+2)\} + W_a\{(A, Z+1) \longrightarrow (A, Z+2)\}, \quad (2)$$

где $W_{\beta^-}\{(A, Z+1) \longrightarrow (A, Z+2)\}$ - скорость естественного β^- -перехода $(A, Z+1) \longrightarrow (A, Z+2)$, а $W_a\{(A, Z+1) \longrightarrow (A, Z+2)\}$ - скорость β^- -распада $(A, Z+1) \longrightarrow (A, Z+2)$, вызванного реализацией процесса типа a (способы расчета этой величины будут рассмотрены ниже). Если предположить, что естественный β^- -переход $(A, Z+1) \xrightarrow{\beta^-} (A, Z+2)$ относится к разрешенному типу, то его скорость $W_{\beta^-}\{(A, Z+1) \longrightarrow (A, Z+2)\}$ согласно стандартной теории β^- -распада может быть представлена в виде (здесь и дальше используется система единиц $\hbar = m_e = c = 1$):

$$W_{\beta^-}\{(A, Z+1) \longrightarrow (A, Z+2)\} = (2\pi^3)^{-1} \sum_{\beta'_f} |M^{(\beta)}(\beta_f \rightarrow \beta'_f)|^2 f_0(Z+2, E_0(\beta'_f)). \quad (3)$$

Здесь $M^{(\beta)}(\beta_f \rightarrow \beta'_f)$ - ядерный матричный элемент β^- -перехода из состояния $|\beta_f\rangle$ материнского ядра $(A, Z+1)$ в состояние $|\beta'_f\rangle$ дочернего ядра $(A, Z+2)$ (β_f, β'_f - соответствующие наборы квантовых чисел для этих состояний), $f_0(Z, E)$ - интегральная функция Ферми:

$$f_0(Z, E) = \int_1^E F_0(Z, E_e) E_e (E_e^2 - 1)^{1/2} (E - E_e)^2 dE_e, \quad (4)$$

$F_0(Z, E)$ - функция Ферми. $E_0(\beta'_f)$ - полная энергия β^- -перехода $|\beta_f\rangle \rightarrow |\beta'_f\rangle$.

Для всех типов β^- -переходов (типа a и естественного) предполагается ограничиться только разрешенными β^- -переходами как наиболее интенсивными. Может возникнуть сомнение, возможно ли это практически для всей цепочки β^- -переходов $(A, Z) \xrightarrow{a} (A, Z+1) \xrightarrow{\beta^-, a} (A, Z+2)$?

Действительно, анализ всех триад такого рода (их более 30, как и соответствующих r -ядер) показывает, что в ряде случаев это невозможно, если рассматривать β^- -переходы только между основными состояниями нуклидов, вовлеченных в процесс. Однако, в среде с температурами порядка ядерных температур ($0,1 \text{ МэВ} \leq T \leq \text{МэВ}$) заселенными будут и возбужденные состояния ядер. Тогда можно, например, рассматривать β^- -распад, стимулированный процессом типа a , не из основного состояния ядра (A, Z) , а из возбужденного, добиваясь, чтобы β^- -переход $|\beta_i\rangle \xrightarrow{a} |\beta_f\rangle$ по квантовым правилам отбора был разрешенным (при этом конечное состояние $|\beta_f\rangle$ дочернего ядра $(A, Z+1)$ может быть любым в пределах, допускаемых энергетическими условиями, и по состояниям $|\beta_f\rangle$ будет проводиться суммирование). Естественно, что потребуются к величине скорости β^- -перехода $|\beta_i\rangle \xrightarrow{a} |\beta_f\rangle$ ввести поправку на заселенность начального состояния $|\beta_i\rangle$ праматеринского ядра (A, Z) .

Точно так же может быть рассмотрен и естественный (или опять же стимулированный процессом типа a) β^- -распад $(A, Z+1) \xrightarrow{\beta^-, a} (A, Z+2)$ не из основного, а из возбужденного состояния $|\beta_f\rangle$ материнского ядра $(A, Z+1)$ с учетом его заселенности. При этом по конечным состояниям $|\beta'_f\rangle$ дочернего ядра $(A, Z+2)$ также проводится суммирование (формула (3)). Проведенный анализ всех β^- -распадных цепочек, ведущих к r -ядрам $(A, Z+2)$, показывает, что практически всегда могут быть найдены состояния, допускающие по квантовым правилам отбора разрешенные β^- -переходы на всех этапах реализации исследуемого процесса. Это обстоятельство существенно снижает структурные флуктуации величин $P_{\beta}^{(a)}$ и W (см. (1)) из-за степени запрещенности β^- -переходов, оставляя для конкретных β^- -распадов в качестве главных параметров величины пороговой энергии Δ и температуры среды T .

Ограничиваясь, таким образом, только разрешенными переходами и принимая во внимание, что в реальной ситуации будет по квантовым условиям отличен от нуля только гамов-теллеровский матричный элемент, будем иметь:

$$M^{(\beta)}(\beta_s \rightarrow \beta'_s) = g_A \left\langle \beta'_s \left| \sum_{j=1}^A \vec{\sigma}^{(j)} \tau_+^{(j)} \right| \beta_s \right\rangle \equiv g_A \left(\int \vec{\sigma} \right)_{\beta'_s, \beta_s}, \quad (5)$$

где $|\beta_s\rangle, |\beta'_s\rangle$ - квантовые состояния, между которыми осуществляется β^- -переход $|\beta_s\rangle \longrightarrow |\beta'_s\rangle$,

g_A - псевдовекторная константа слабого взаимодействия, $\vec{\sigma}, \vec{\tau}$ - спиновый и изоспиновый операторы Паули, $\tau_+ = (\tau_1 + i\tau_2)/2$.

Определенную проблему представляет расчет $(\int \vec{\sigma})_{\beta_s, \beta_s}$ ядерных матричных элементов β -перехода $(\int \vec{\sigma})_{\beta_s, \beta_s}$. Он неизбежно связан с определенными модельными предположениями о структуре ядерных состояний $|\beta_s\rangle, |\beta'_s\rangle$, между которыми осуществляется переход. В настоящее время надежной расчетной схемы или универсальной модели ядра, позволяющей получить реалистичные волновые функции ядерных состояний, не существует, исключая простейшие случаи (исследуемые нами β -переходы к последним не относятся). Ситуация еще более усложняется, если рассматривать β -переходы из возбужденных состояний (или в возбужденные). Эти ядерные состояния могут быть самой разной природы, и в этом случае при расчете интегралов перекрытия ядерных модельных волновых функций на β -распадном операторе ошибка может быть особенно велика.

Мы будем использовать два пути преодоления этих трудностей. Один из них предполагает там, где это возможно, извлечение экспериментальных матричных элементов из известных величин приведенного времени жизни β -перехода $\lg f_0 t_{1/2}$ ($t_{1/2}$ - парциальное время жизни материнского ядра по отношению к данному β -распаду). Это относится не только к естественному β^- -распаду $(A, Z+1) \xrightarrow{\beta^-} (A, Z+2)$, но также к β -переходам, стимулированным процессом типа a . В практической ситуации нередко ядро $(A, Z+1)$ испытывает наряду с β^- -распадом также и естественный β^+ -распад $(A, Z+1) \xrightarrow{\beta^+} (A, Z)$ с известными значениями $\lg f_0 t_{1/2}$, что также позволяет получить экспериментальные матричные элементы. Отметим, что в исследуемых триадах $(A, Z) \xrightarrow{a} (A, Z+1) \xrightarrow{\beta^+, a} (A, Z+2)$ случаев, когда экспериментальные матричные элементы могут быть извлечены, не так уж мало.

В случаях, когда из-за отсутствия экспериментальных данных описанной процедурой воспользоваться не удастся, будет применяться другой способ: при получении величин β -распадных матричных элементов использовать типичные значения $\lg f_0 t_{1/2}$ для необлегченных β -переходов разрешенного типа. В подавляющем большинстве случаев они заключены в диапазоне $4,5 \div 5,0$. Конечно, это приведет к определенному разбросу конечных результатов, однако, по нашему мнению, сведет к минимуму серьезные ошибки от незнания реальной структуры ядерных состояний, между которыми осу-

ществляется β -переход. Величина $f_0 t_{1/2}$ фактически близка к универсальной константе для разрешенных β -переходов, и это также позволяет определить, опираясь на усредненные экспериментальные данные, величину матричного элемента β -перехода. Таким образом, в обоих случаях мы уходим от прямого расчета β -распадных матричных элементов $(\int \vec{\sigma})_{\beta_s, \beta_s}$, таящего в себе потенциально большую ошибку из-за отсутствия на практике хороших волновых функций $|\beta_s\rangle, |\beta'_s\rangle$, а по формуле

$$g_A^2 \left| (\int \vec{\sigma})_{\beta_s, \beta_s} \right|^2 = \frac{2\pi^3 \ln 2}{f_0 t_{1/2}} \quad (6)$$

заменяем их на экспериментальное или типичное значение приведенного времени жизни $f_0 t_{1/2}$ β -перехода разрешенного типа.

В заключение заметим, что проблема расчета матричных элементов на конечном этапе предлагаемой модели вообще может быть снята, если возраст праматеринских ядер (A, Z) будет существенно превышать характерные времена осуществления процесса типа a , приводящего к появлению материнских ядер $(A, Z+1)$. Тогда естественный β^- -распад последних, дающий p -ядра $(A, Z+2)$, можно считать достоверным событием и учитывать только соответствующий коэффициент ветвления (он отражает вероятность того, что произойдет именно β^- -распад, а не электронный захват или β^+ -распад ядра $(A, Z+1)$, который также имеет место). В конечном итоге, независимо от того, как осуществляется расчет вероятностей в формуле (1), знание величины $P\{(A, Z) \rightarrow (A, Z+2)\}$ и плотностей различных элементов в веществе массивных звезд позволяет рассчитать относительные распространенности p -ядер как в отношении друг к другу, так, что наиболее критично, и в отношении к распространенностям праматеринских стабильных элементов (A, Z) . В последнем случае результат будет зависеть также и от протяженности различных временных интервалов в эволюции массивной звезды, что, в принципе, позволяет внести уточнения в известную космическую хронологию.

СТОЛКНОВИТЕЛЬНЫЙ БЕТА-РАСПАД И ПРОБЛЕМА СИНТЕЗА Р-ЯДЕР

Столкновительный бета-распад (СБР), т.е. процесс, в котором бета-распад стабильных ядер инициирован их столкновениями с другими частицами, - новое явление. Впервые идея

возможности его осуществления была высказана в [7] и там же была проведена теоретическая оценка величины сечения этого процесса. Последующая теоретическая разработка деталей процесса СБР в работах [8-10] показала, что ввиду малости сечения прямые эксперименты по наблюдению явления СБР будут чрезвычайно сложны из-за больших фоновых помех, даже если интенсивность потоков частиц на существующих ускорителях будет достаточной.

В то же время, если процесс СБР осуществляется в среде с высокой температурой и большой плотностью вещества, вероятность бета-распада стабильного ядра оказывается не такой уж малой и вполне сравнима с вероятностью естественных бета-процессов. Именно это обстоятельство позволяет использовать явление СБР ядер в качестве средства преодоления энергетического порога Δ и осуществления столкновительного β^- -перехода $(A, Z) \rightarrow (A, Z+1)$ на первом этапе вышеописанной модели процесса синтеза р-ядер.

Дело в том, что даже в условиях квазиравновесного этапа эволюции массивной звезды в ее недрах будут сталкиваться уже накопившиеся к данному моменту стабильные ядра из главной последовательности. Хотя средняя энергия столкновения определяется температурой звездного вещества, всегда будет некоторое количество изотопов (A, Z) , относительная энергия столкновения которых превышает величину Δ , так что СБР $(A, Z) \xrightarrow{\beta^-} (A, Z+1)$ становится возможным. Это позволит осуществиться и второму этапу модели, приводящему к р-ядру $(A, Z+2)$. Несмотря на то, что вероятность в единицу времени процесса СБР невелика, она растет с увеличением температуры среды, и к тому же у массивной звезды на квазиравновесной стадии вполне может оказаться достаточно времени для реализации первой стадии.

Модель процесса синтеза р-ядер, в которой основу составляло явление СБР, впервые была предложена в [11]. Согласно [11] полная скорость β^- -превращения праматеринских ядер (A, Z) , вызванного тепловыми столкновениями в среде ядерных частиц (т.е. столкновениями ядер (A, Z) с любыми частицами (A_1, Z_1) среды), имеет вид (в единицу времени в единичном объеме):

$$P_{\beta}^{(CBP)}((A, Z) \rightarrow (A, Z+1)) = \sum_{(A_1, Z_1)} \frac{n(A, Z)n(A_1, Z_1)}{1 + \delta_{AA_1}\delta_{ZZ_1}} \langle \sigma_{\beta}^{(born)} V \rangle, \quad (7)$$

где $n(A, Z)$ - плотность ядер типа (A, Z) , $\delta_{\lambda\lambda_1}$ символ Кронекера, V - относительная скорость ядер (A, Z) и (A_1, Z_1) .

$$\langle \sigma_{\beta}^{(born)} V \rangle = \left(\frac{8}{\pi \mu_{AA_1} T^3} \right)^{1/2} \times \sum_{\beta_f} \int_{\Delta(\beta_f)}^{\infty} \sigma_{\beta}^{(born)}(\beta_f, \epsilon) \exp(-\epsilon/T) \epsilon d\epsilon. \quad (8)$$

Здесь $\mu_{AA_1} = mA A_1 / (A + A_1)$, m - масса нуклона, T температура среды с максвелловским распределением скоростей (в энергетической шкале) $\Delta(\beta_f) = \Delta + E(\beta_f)$, где $E(\beta_f)$ - энергия состояния $|\beta_f\rangle$ в дочернем ядре $(A, Z+1)$, отсчитанная от его основного состояния (см. рис. 1); наконец $\sigma_{\beta}^{(born)}(\beta_f, \epsilon)$ - сечение процесса СБР ядра (A, Z) инициированного его столкновением с ядром (A_1, Z_1) при относительной энергии ϵ . Расчетное в борновском приближении при учете только кулоновского взаимодействия ядер (A, Z) и (A_1, Z_1) оно имеет вид:

$$\sigma_{\beta}^{(born)}(\beta_f, \epsilon) = \frac{2\alpha_e^2 Z_1^2}{\pi^2 \epsilon} |M^{(\beta)}(\beta_i \rightarrow \beta_f)|^2 \times \int_1^{\epsilon - \Delta(\beta_f)} \Phi(x) E_c (E_c^2 - 1)^{1/2} F_0(Z+1, E_c) dE_c, \quad (9)$$

где α_e - постоянная тонкой структуры,

$$\Phi(x) = \frac{x^{5/2}}{(1-x)^3} \left(1 + \frac{x}{3} \right) - \frac{1}{4} \left[1 + \frac{1}{4}(1+x)^2 \right] \times \left\{ \frac{1}{2} \ln \left| \frac{1+x^{1/2}}{1-x^{1/2}} \right| - \frac{x^{1/2}}{(1-x)^3} \left(1 - \frac{8}{3} x - x^2 \right) \right\} \quad (10)$$

и $x = 1 - (E_c + \Delta(\beta_f)) / \epsilon$. Величина $P_{\beta}^{(CBP)}((A, Z) \rightarrow (A, Z+1))$ определяет вероятность реализации первого этапа, а итоговая вероятность процесса синтеза р-ядер $(A, Z+2)$ может быть найдена по формуле (1) (в данном случае $(a) \equiv (CBP)$).

На основе формул (1), (3), (7)-(10) были проведены расчеты относительных распространенностей р-ядер в диапазоне массовых чисел от 74 до 196 для всех цепочек изобар $(A, Z) \xrightarrow{CBP} (A, Z+1) \xrightarrow{\beta^-} (A, Z+2)$ с хорошо из-

вестными квантовыми характеристиками состояний $|\beta_i\rangle, |\beta_f\rangle, |\beta'_f\rangle$. Сравнение результатов расчета с экспериментом показало, что теоретическая кривая неплохо воспроизводит ход экспериментальной зависимости относительных распространенностей r -ядер от массового числа A , хотя в отдельных случаях расхождение данных по величине может достигать двух порядков. Последнее обстоятельство не является критическим, поскольку расчетная схема, во-первых, содержала ряд упрощений, а во-вторых, возможно в этих случаях существенную роль играют и какие-то другие физические механизмы, дополняющие столкновительный (они будут рассмотрены ниже). Гораздо более интересным в данном случае является главный результат: хорошая корреляция хода теоретической и экспериментальной кривых. Именно в ней можно увидеть, с одной стороны, свидетельство в пользу эффективности нового физического механизма при синтезе r -ядер, а с другой - подтверждение реальности самого явления СБР. Оба эти обстоятельства стимулировали дальнейшие исследования обсуждаемого процесса.

Дело в том, что, как уже было сказано, величина сечения элементарного процесса СБР стабильного ядра $\sigma_{\beta}^{(born)}$ была рассчитана в [7] для кулоновских ядро-ядерных столкновений в борновском приближении. Однако оценки характерных энергий столкновений, вносящих наибольший вклад в величину сечения процесса СБР при температурах $T = (3 \div 5) \cdot 10^9$ К, указывают на область подбарьерных для кулоновских столкновений энергий. Отсюда следует, что условия применимости борновского приближения не выполняются и, следовательно, его использование может привести к существенным ошибкам. Для устранения этого недостатка в работах [12,13] был вновь произведен расчет сечения процесса СБР опять-таки для кулоновских столкновений ядер, но без использования борновского приближения. Он выполнялся непосредственно в координатном представлении с точными кулоновскими волновыми функциями. В результате величина $P_{\beta}^{(СБР)}((A,Z) \rightarrow (A,Z+1))$ может быть определена также формулами (7) и (8), только теперь в формуле (7) сечение $\sigma_{\beta}^{(born)}(\beta_f, \epsilon)$ должно быть заменено сечением $\sigma_{\beta}^{(cout)}(\beta_f, \epsilon)$. Оно имеет вид:

$$\sigma_{\beta}^{(cout)}(\beta_f, \epsilon) = \frac{4\sqrt{2}}{\pi} \frac{\alpha_c^4 Z(Z+1) Z_1^4 \mu_{\Lambda\Lambda}^{9/2}}{\epsilon^{3/2} (1 - \exp(-2\pi\lambda))} |M^{(\beta)}(\beta_i \rightarrow \beta_f)|^2 \times$$

$$\times \int_0^{\epsilon - \Delta(\beta_f)} \frac{\Psi(\epsilon') d\epsilon'}{(\exp(2\pi\lambda') - 1) k'(k - k')^4 (k + k')^2} \times \int_{\xi_0}^0 |F(-i\lambda, -i\lambda', 1; \xi)|^2 \frac{d\xi}{(1 - \xi)^2}, \quad (11)$$

где

$$\Psi(\epsilon') = \frac{1}{60} (\epsilon'^2 - 1)^2 (2\epsilon'^4 - 9\epsilon'^2 - 8) + \frac{\epsilon'}{4} \ln \left(\epsilon' + (\epsilon'^2 - 1)^{1/2} \right), \quad (12)$$

$\xi_0 = -4kk' / (k - k')^2$; $k = (2\mu_{\Lambda\Lambda} \epsilon)^{1/2}$, $k' = (2\mu_{\Lambda\Lambda} \epsilon')^{1/2}$; $\lambda = ZZ_1 e^2 \mu_{\Lambda\Lambda} / k$, $\lambda' = (Z+1) Z_1 e^2 \mu_{\Lambda\Lambda} / k'$; $F(a, b, c; \xi)$ - гипергеометрическая функция. Остальные обозначения те же, что и в формулах (7)-(10).

Сравнение сечений $\sigma_{\beta}^{(born)}(\beta_f, \epsilon)$ и $\sigma_{\beta}^{(cout)}(\beta_f, \epsilon)$ выявило ряд особенностей последнего. Прежде всего следует отметить его сильную зависимость от зарядового числа Z_1 столкновительного партнера (ранее эта зависимость определялась лишь фактором Z_1^2 , как это видно из (9)). Несмотря на наличие фактора Z_1^4 в (11), неявная зависимость через параметры λ, λ' такова, что с ростом Z_1 величина полного сечения очень резко уменьшается при значениях ϵ , сравнимых по величине с пороговой энергией Δ . Такой результат не является неожиданным, поскольку известен в теории тормозного излучения заряженных частиц в кулоновском поле. Из-за сильной (экспоненциальной) зависимости кулоновских волновых функций от зарядового числа величина сечения процесса эмиссии тормозных γ -квантов резко уменьшается при замене притяжения на отталкивание и быстро стремится к нулю с ростом зарядовых чисел. Для процесса СБР ядра, по сути дела, мы используем тот же физический механизм, только в отличие от случая тормозного излучения электромагнитная вершина заменяется на слабую.

Среди других свойств сечения $\sigma_{\beta}^{(cout)}(\beta_f, \epsilon)$ следует отметить также его более резкую зависимость от величины параметра Δ , чем это наблюдалось при использовании борновского приближения. При этом общий характер зависимости не изменяется: чем меньше величина Δ , тем больше выход реакции СБР. Однако при этом отмеченная выше чувствительность сечения к зарядовому числу столкновительного партнера сохраняется.

Наконец, в кулоновском поле притяжения, а не отталкивания, зависимость сечения $\sigma_{\beta}^{(coul)}$ от зарядовых чисел столкновительных партнеров становится другой. Это приводит к существенному возрастанию величины сечения при прочих равных условиях (в борновском приближении величина сечения не зависит от знаков зарядов столкновительных партнеров). Так, для процесса СБР ядра ^{114}Cd , инициированного столкновениями с электронами или протонами с энергией от 5 до 10 Мэв, величины сечений отличаются больше, чем на 4 порядка.

Новые свойства сечения $\sigma_{\beta}^{(coul)}$ существенным образом сказались и на расчете вероятности первого этапа модели $P_{\beta}^{(CBP)}\{(A, Z) \rightarrow (A, Z+1)\}$ по формулам (7), (8), (11), (12). Ранее суммирование в формуле (7) проводилось по широкому кругу стабильных ядер главной последовательности (сумма по (A_i, Z_i)). Теперь из-за резкой зависимости сечения $\sigma_{\beta}^{(coul)}$ от зарядовых чисел столкновительных партнеров в аналогичной сумме (формула (7) остается только несколько членов с наименьшими зарядовыми числами). Практически это означает, что процесс СБР праматеринских ядер (A, Z) может быть инициирован только протонами, α -частицами и, может быть, еще несколькими легкими ядрами при

условии, что распространенность последних не слишком мала в сравнении с первыми двумя. Иными словами, хотя рассчитанные на основе формул (7)-(10) относительные распространенности р-ядер неплохо согласовывались с наблюдаемыми, это согласие может существенно нарушиться из-за другого поведения сечения процесса СБР. К счастью, этого не произошло, как это можно увидеть из рис. 2, где представлены результаты расчетов относительных распространенностей р-ядер в новом варианте модели. Как видно из рис. 2, в целом опять наблюдается хорошая корреляция ходов теоретической и экспериментальной кривых в зависимости от массового числа р-ядер.

В отдельных случаях выход р-ядер явно недостаточен. Как правило, это связано с экстремально большими значениями пороговой энергии Δ , от которой сильно зависит величина $\sigma_{\beta}^{(coul)}(\beta_f, \epsilon)$. Если исходить из факта реальности механизма СБР в данном процессе и исключить существенное изменение величин ядерных матричных элементов при введении структурных поправок, то можно сделать вывод, что на данной стадии эволюции звезды процесс СБР для синтеза таких изотопов малосущественен. Не исключено, что на заключительном этапе термоядерной эволюции, когда происходит дальнейший разог

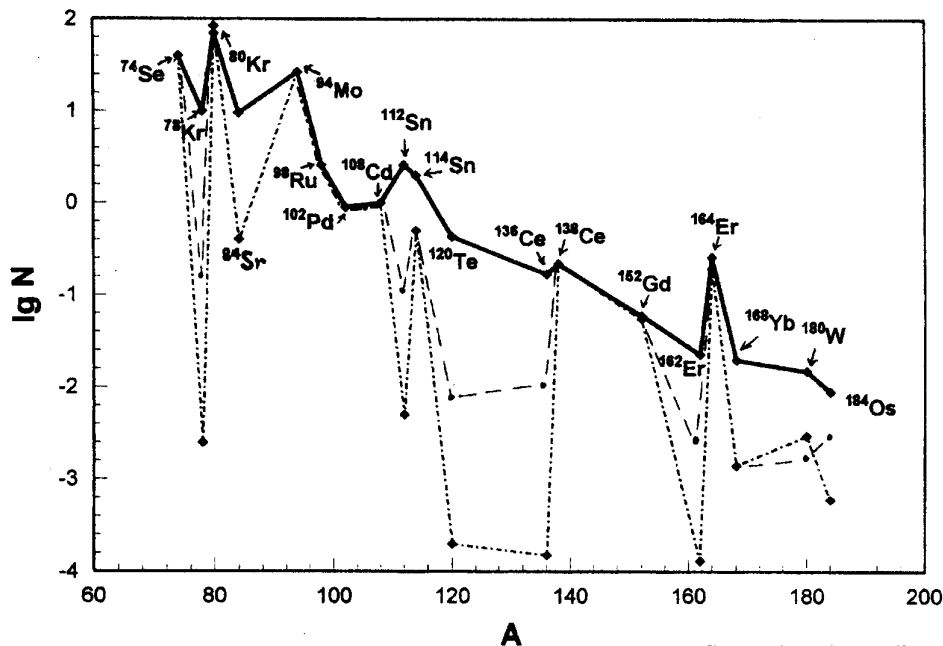


Рис. 2. Относительная распространенность $N = P\{(A, Z) \rightarrow (A, Z+2)\} / P\{^{108}\text{Pd} \rightarrow ^{108}\text{Cd}\}$ обойденных ядер, образованных согласно столкновительной модели (рассматривались кулоновские ядро-ядерные столкновения). Сплошная линия — наблюдаемые значения, штрих-пунктирная — расчетные ($T = 5 \cdot 10^9$ К). Пунктирная линия — заключительный этап термоядерной эволюции ($T = 1.0 \cdot 10^{10}$ К).

рев вещества и взрыв сверхновой, процесс синтеза изотопов с большими значениями Δ пойдет более интенсивно, чем для изотопов с $\Delta \lesssim 2$ МэВ. На рис.2 также проиллюстрирована зависимость результатов от величины температуры звездной среды, и видно, что действительно выход р-ядер, имеющих большие значения Δ , в ряде случаев увеличивается. Конечно, оценивая роль температурного режима, можно говорить лишь о правильной тенденции в поведении относительных распространенностей р-ядер, поскольку расчеты основаны на максвелловском распределении скоростей, которое может не выполняться при приближении к катастрофической стадии. Разумеется, на этом этапе могут включаться и другие физические механизмы образования р-ядер, например, за счет высокоэнергетического нейтринного облучения [6] (об этом процессе речь шла во Введении).

В рассмотренных выше моделях синтеза р-ядер с процессом СБР стабильных ядер в их основе рассматривались только кулоновские протон-ядерные и ядро-ядерные столкновения. Хотя относительные распространенности, рассчитанные в этих моделях, неплохо согласуются с экспериментальными, попытка расчета их абсолютных величин (в отношении к распространенностям праматеринских ядер (A, Z)) оказывается неудачной. В этом случае необходимо знать как объем вещества, в котором происходит нуклеосинтез, так и продолжительность во времени последнего (при расчете относительных распространенностей эти параметры выпадают). Следует отметить, что в оценках длительности квазиравновесного этапа эволюции массивных звезд, когда температура вещества достигает $(3+5) \cdot 10^9$ К и может достаточно интенсивно идти процесс СБР, нет единства. Если же ориентироваться на наиболее часто встречающуюся в научной литературе оценку 10^3 лет, то выход продуктов реакции СБР по отношению к праматеринским ядрам оказывается слишком мал.

Величина сечения СБР могла бы быть существенно больше, если бы вместо кулоновского взаимодействия сталкивающихся частиц было сильно. Однако при температурах $(3+5) \cdot 10^9$ К, соответствующих фазе ядерного статистического равновесия, когда идет синтез тяжелых ядер, кулоновский барьер не позволяет ядерным частицам сблизиться на расстояние действия ядерных сил. Единственное исключение здесь представляют нейтроны, для которых кулоновский барьер отсутствует. Поскольку в звездной среде они всегда есть, их «сильные» столк-

новения со стабильными ядрами (A, Z) также могут стимулировать β^- -распад по механизму СБР. Можно сказать, что СБР стабильных ядер, инициированный нейтронами звездной среды, будет дополнять вышерассмотренный механизм образования р-ядер в кулоновских столкновениях. Конечно, практическая значимость этого процесса будет определяться соотношением величин кулоновского и ядерного сечений процесса СБР, с одной стороны, и соотношением плотностей легких ядер и нейтронов в среде, с другой.

Выражение для дифференциального сечения процесса СБР, стимулированного нейтрон-ядерным столкновением, было получено в [14]. Сильное взаимодействие нейтрона с ядром учитывалось в рамках оптической модели и волновая функция относительного движения в столкновительной системе находилась численным решением соответствующего уравнения Шредингера. Заметим, что амплитуда процесса при этом рассчитывалась непосредственно в координатном представлении, а сам процесс бета-распада рассматривался как переход между состояниями столкновительной системы с непрерывным спектром энергий под действием β -распадного оператора. В результате для полного сечения процесса СБР было получено следующее выражение:

$$\sigma_{\beta}^{(n)}(\beta_f, \varepsilon) = \frac{\mu_{An}^2}{\pi k^3} |M^{(\beta)}(\beta_i \rightarrow \beta_f)|^2 \int_0^B \varepsilon' d\varepsilon' \times \\ \times \int_1^{B'} E_c (E_c^2 - 1)^{1/2} E_v^2 J(k, k', k_e, k_v) F_0(Z+1, E_c) dE_c. \quad (13)$$

Здесь $\mu_{An} = mA/(A+1)$, $B = \varepsilon - \Delta(\beta_f) - 1$, $B' = \varepsilon - \varepsilon' - \Delta(\beta_f)$, $E_v = \varepsilon - \varepsilon' - E_c - \Delta(\beta_f)$; наконец

$$J(k, k', k_e, k_v) = \sum_l \sum_{l'} \sum_{l_e} \sum_{l_v} [ll'l_e l_v L] \times \\ \times \begin{pmatrix} l_e & l_v & L \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}^2 \begin{pmatrix} l & l' & L \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}^2 |R_{ll'l_e l_v}^{l_e l_v}(k, k', k_e, k_v)|^2, \quad (14)$$

где $k_e = (E_c^2 - 1)^{1/2}$, $k_v = E_v$, $[l_n] = 2l_n + 1$, $\left[\prod_n l_n \right] = \prod_n (2l_n + 1)$, $\begin{pmatrix} j_1 & j_2 & j_3 \\ m_1 & m_2 & m_3 \end{pmatrix}$ - 3jm-символы,

$$R_{ll'l_e l_v}^{l_e l_v}(k, k', k_e, k_v) = \int R_l^*(k', r) j_{l_e}(\alpha_e r) j_{l_v}(\alpha_v r) R_l(k, r) r^2 dr, \quad (15)$$

$\alpha_b = k_b / (A+1)$ ($b = e, \nu$), $j_n(x)$ - сферическая функция Бесселя.

$R_l(k, r)$ - радиальная волновая функция, которая есть решение уравнения Шредингера с оптическим потенциалом $U(\epsilon, r)$ для случая непрерывного спектра энергий:

$$\left\{ \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{d}{dr} \right) - \frac{l(l+1)}{r^2} + k^2 - 2\mu_{An} U(\epsilon, r) \right\} R_l(k, r) = 0. \quad (16)$$

Рассчитанные для ряда стабильных ядер (A, Z) величины сечений $\sigma_{\beta}^{(n)}$ оказываются на несколько порядков больше, чем в кулоновских столкновениях этих ядер с протонами тех же энергий. Этот результат для ядра ^{84}Sr проиллюстрирован на рис.3, из которого видно, что особенно большое различие сечений $\sigma_{\beta}^{(n)}$ и $\sigma_{\beta}^{(col)}$ наблюдается в области энергий, близких к пороговой энергии Δ (в данном случае при $\epsilon = 5$ МэВ расходжение составляет 10 порядков).

К сожалению, включение в базовую модель процессов СБР ядер (A, Z) , инициированных нейтронами, не приводит к существенному улучшению ситуации с расчетом абсолютных величин распространенностей р-ядер. Несмотря на довольно большое увеличение сечений $\sigma_{\beta}^{(n)}$ в сравнении с кулоновскими, все же известные нейтронные плотности на этапе ядерного статистического равновесия оказываются слишком малы, чтобы скомпенсировать большое расходжение наблюдаемых и рассчитанных абсо-

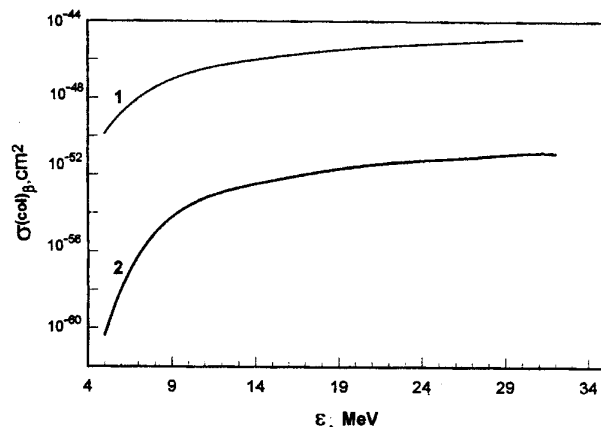


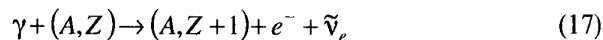
Рис. 3. Сравнение зависимости сечений процесса СБР $\sigma_{\beta}^{(col)}$ от энергии относительного движения ядер ϵ для ядра ^{84}Sr , стимулированного нейтрон-ядерными (1) и протон-ядерными (2) столкновениями (пороговая энергия $\Delta = 2.68$ МэВ).

лутных величин распространенностей. Тем не менее, роль процессов СБР, инициируемых нейтронами, может существенно возрасти с приближением к катастрофической стадии эволюции массивной звезды. В этом случае плотности нейтронных потоков существенно возрастают, становятся возможными г-процессы синтеза тяжелых изотопов и соответственно более интенсивно смогут идти и процессы СБР. Однако пока физические параметры, определяющие процессы в веществе звезды при ее приближении к коллапсу, слишком неопределенны, и это не позволяет провести достаточно надежные расчеты распространенностей р-ядер на основе столкновительного β -процесса.

СИНТЕЗ Р-ЯДЕР НА ОСНОВЕ ФОТОБЕТА-ПРОЦЕССОВ

Столкновения стабильных ядер (A, Z) с другими ядерными частицами в веществе массивной звезды не являются исключительным способом преодоления энергетического барьера Δ , препятствующего переходу $(A, Z) \rightarrow (A, Z+1)$. Для этой цели можно использовать еще один процесс - фотобета-распад ядра (A, Z) . В этом случае источником энергии является тепловое (или какое-либо другое, например, синхротронное) электромагнитное излучение, которое всегда присутствует у нагретой звезды. Поглощение ядром (A, Z) фотона электромагнитного излучения, если его энергия превышает порог Δ , также может стимулировать β -распад, т.е. фотобета-распад. Можно сказать, что в какой-то мере фотобета-распад - это тоже СБР, только в данном случае роль столкновительного партнера для ядра (A, Z) играет фотон.

Итак, процесс фотобета-распада стабильного ядра (A, Z) - это осуществление эндотермической реакции



при условии, что энергия фотона $\omega > \Delta$. Анализ, проведенный в [15], показал, что основной вклад в реакцию (17) вносит процесс, когда фотон γ рождает в кулоновском поле ядра электрон-позитронную пару и позитрон поглощается ядром с испусканием антинейтрино $\tilde{\nu}_e$. Соответствующая диаграмма представлена на рис.4. Ее расчет без учета действия кулоновского поля ядра на лептоны как в промежуточном, так и в ко-

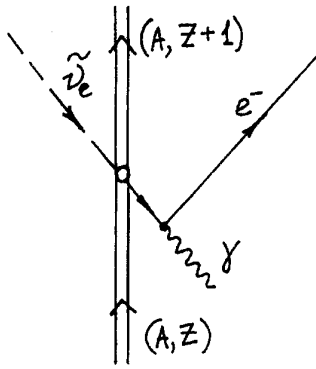


Рис. 4. Основная диаграмма эндотермического процесса β -распада, индуцированного электромагнитным излучением.

нечном состоянии, дает для вероятности фотобета-распада следующее выражение:

$$P_{\beta}^{(\gamma)}\{(A, Z) \rightarrow (A, Z+1)\} = \frac{\alpha_e}{2\pi^4} |M^{(\beta)}(\beta_i \rightarrow \beta_f)|^2 \int_{\Delta}^{\infty} \frac{d\omega}{\omega} \frac{G(\omega)}{\exp(\omega/(kT)) - 1}, \quad (18)$$

где

$$G(\omega) = \int_1^{\omega - \Delta + 1} (\omega - E - \Delta + 1)^2 \left[2(\omega - E)(E^2 - 1)^2 + (\omega^2 - 2\omega E + 2E^2) \ln \left(E + (E^2 - 1)^{1/2} \right) \right] dE. \quad (19)$$

Формулы (18), (19) получены для случая фотобета-распада, инициированного электромагнитным излучением с планковским спектром частот.

Зависимость вероятности $P_{\beta}^{(\gamma)}\{(A, Z) \rightarrow (A, Z+1)\}$ от величины пороговой энергии Δ и температуры среды T представлена на рис.5 [16]. Можно отметить как наиболее характерную деталь существенное увеличение скорости фотобета-распада в сравнении со скоростью процесса СБР при одинаковых значениях параметров Δ и T . Это обстоятельство позволяет надеяться на значительное увеличение выхода р-ядер за счет реакций, включающих канал фотобета-распада. Используя (18), можно по общей формуле (1) (в данном случае $a = \gamma$) вычислить полную вероятность процесса синтеза р-ядер и получить относительные (по отношению друг к другу) или абсолютные (в сравнении с распространеннос-

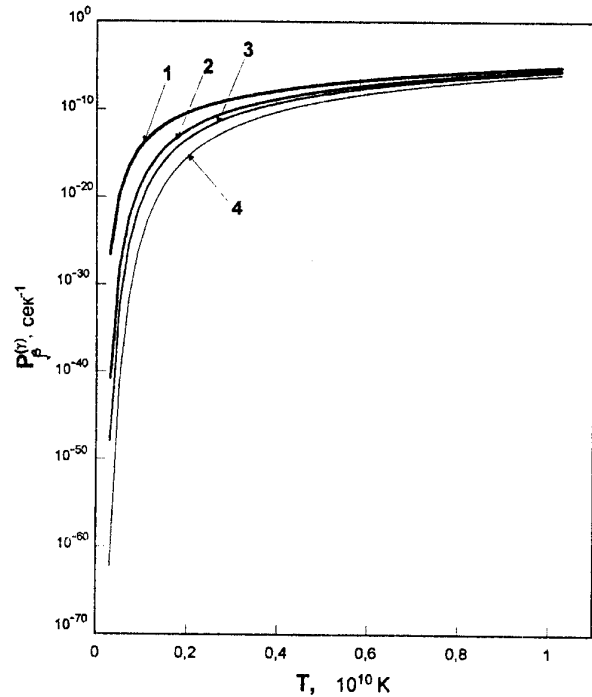


Рис. 5. Зависимость вероятности $P_{\beta}^{(\gamma)}$ индуцированного электромагнитным излучением β -распада от температуры T и пороговой энергии Δ : $\Delta = 1$ МэВ (1), 2 МэВ (2), 2,5 МэВ (3), 3,5 МэВ (4). $\lg f_0 t = 4,5$

тями праматеринских ядер (A, Z)) распространенности р-ядер $(A, Z+2)$ [16].

Представляется, что процесс фотобета-распада может играть заметную роль на квазиравновесной стадии звездной эволюции в красных гигантах и сверхгигантах после образования в них ядер s-процесса при $T > 10^9$ К. Как известно, красные гиганты и сверхгиганты могут иметь ядра из относительно тяжелых элементов (в районе железного максимума), однако время жизни этих звезд невелико - всего порядка 10^3 лет [17]. Тем не менее, этого может быть достаточно для реализации процессов фотобета-распада стабильных ядер. Пусть в звезде при плотности вещества не больше, чем 10^5 г/см³, в течение, по крайней мере, 100 лет будет температура $T \sim 2 \cdot 10^9$ К и (или) в течение хотя бы 10 лет - температура $T \sim 3 \cdot 10^9$ К. Тогда получается неплохое согласие экспериментальных и рассчитанных величин распространенностей р-ядер не только относительных, но уже и абсолютных (это проиллюстрировано на рис.6). При этом следует отметить, что приведенные выше ус-