

## ЗАВИСИМОСТЬ РАСПРОСТРАНЕННОСТИ ЯДЕР, ОБРАЗУЮЩИХСЯ В $\gamma$ -ПРОЦЕССЕ, ОТ СКОРОСТИ НУКЛЕОСИНТЕЗА

© 2020 г. И. В. Панов<sup>1),2)\*</sup>, Ю. С. Лютостанский<sup>2)</sup>

Поступила в редакцию 22.12.2019 г.; после доработки 22.12.2019 г.; принята к публикации 22.12.2019 г.

Скорость нуклеосинтеза тяжелых ядер под действием нейтронов определяется астрофизическим сценарием и скоростью бета-распада ядер, вовлеченных в  $\gamma$ -процесс. В результате моделирования выходов тяжелых ядер в  $\gamma$ -процессе и определения их чувствительности к входным данным проанализировано влияние скоростей бета-распадов, рассчитанных на основе разных теоретических моделей, на распространенность тяжелых ядер. Показано, что заметное изменение скорости протекания  $\gamma$ -процесса сильно влияет на процесс формирования третьего пика в распространенности ядер на его размер и положение.

DOI: 10.31857/S0044002720040170

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Процесс нуклеосинтеза, поддерживаемый быстрым захватом нейтронов ( $\gamma$ -процесс), отвечает за образование в природе более половины всех элементов тяжелее железа. Он происходит в результате быстрого захвата нейтронов и последующих бета-распадов образующихся короткоживущих нейтронно-избыточных ядер, а область его протекания на карте ядер лежит вблизи границы нейтронной стабильности [1–3].

Одним из важнейших вопросов в исследовании  $\gamma$ -процесса является понимание характера развития нуклеосинтеза, в том числе в области трансураниевых ядер, где на движение волны нуклеосинтеза действуют дополнительные факторы, вызванные делением тяжелых ядер и сильно влияющие на конечную структуру наблюдаемой кривой распространенности тяжелых элементов.

Поскольку в астрофизический нуклеосинтез вовлечены нестабильные ядра, неизученные и даже не полученные экспериментально, все значения их характеристик должны браться из теоретических расчетов, в том числе и скорости бета-распадов, определяющие скорость распространения нуклеосинтеза. Параметрами, необходимыми для расчетов вынужденного и запаздывающего деления, являются, в первую очередь, энергии реакций, энергия связи нейтрона и барьеры деления. Действие этих параметров коллективно, но тем не менее важно определить величину модельной зависимости

скорости бета-распада и ее роль в формировании основной структуры кривой распространенности в области среднетяжелых ядер, и особенно пиков  $A_2$ ,  $A_3$ , которые образуются во многом благодаря более длительным периодам полураспада ядер с заполненными оболочками.

Хотя деление ядер исключительно важно для понимания протекания  $\gamma$ -процесса в основном сценарии образования тяжелых элементов и отвечает в том числе за заикливание нуклеосинтеза и формирование не только третьего, но и второго пика на кривой распространенности [4, 5], роль бета-распадов, особенно ядер тяжелее свинца, также важна как для скорости продвижения волны нуклеосинтеза, так и для определения продолжительности  $\gamma$ -процесса [6]. Скорости бета-распада формируют не только продолжительность этапов  $\gamma$ -процесса, но и наряду с делением также ответственны за форму и положение пиков на кривой распространенности.

При моделировании процесса быстрого нуклеосинтеза —  $\gamma$ -процесса, в котором образуются ядра от железного пика вплоть до самых тяжелых, — приходится решать системы уравнений, включающие ядерные данные для тысяч ядер и десятки тысяч параметров ядерных реакций. Большинство реакций при  $\gamma$ -процессе происходит с участием короткоживущих и поэтому не изученных экспериментально нейтронно-избыточных ядер, и ядерные данные для делящихся и часто деформированных ядер — сечения деления, барьеры деления, энергии связи нейтрона, массы ядер — продуктов деления и скорости бета-распада, — могут быть получены в настоящее время только (за единичными исключениями) расчетными методами.

<sup>1)</sup>НИЦ “Курчатовский институт” — ИТЭФ, Москва, Россия.

<sup>2)</sup>Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия.

\*E-mail: panov\_iv@itep.ru

После появления результатов наблюдений распространности химических элементов в очень старых звездах низкой металличности (см., например, [7]) стало очевидным, что, по крайней мере, в одном из реализующихся в природе сценариев  $\gamma$ -процесса характерное время протекания быстрого нуклеосинтеза  $\tau_r$  больше времени достижения волной нуклеосинтеза области делящихся ядер —  $\tau_f$ , и за счет высоких скоростей деления происходит возвращение  $\gamma$ -процесса в область ядер-продуктов деления с установлением квазистационарного тока ядер при  $\tau_r - \tau_f > 0$ . Мерой установления квазистационарного тока может быть число циклов  $n_c = \log 2(\Sigma_i Y_i(r))/(\Sigma_i Y_i(0))$  — время цикла, необходимое для удвоения абсолютных концентраций тяжелых ядер. Для моделирования такого нуклеосинтеза, кроме скоростей бета-распада, нужны расчеты скоростей деления большинства трансурановых ядер.

С момента создания Э. Ферми теории слабого взаимодействия [8] было предложено много разных моделей, от феноменологических до микроскопических, позволяющих прогнозировать периоды бета-распада —  $T_{1/2}$ .

Необходимые для астрофизических и других приложений такие характеристики тяжелых нейтронно-избыточных ядер, как периоды полураспада и вероятности запаздывающих процессов, рассчитываются на основе силовой функции бета-распада  $S_\beta(E)$ , получаемой из разных микроскопических моделей, например, QRPA [9] или в ТКФС [10] и [11, 12], решением уравнения для эффективного поля ядра и определяемой в основном коллективными зарядово-обменными возбуждениями, в том числе гигантским гамов-теллеровским (GTR) и пигми-резонансами (PR) [13].

Развитие моделей, позволяющих рассчитывать времена жизни, характеристики запаздывающих процессов для изотопов вблизи пути  $\gamma$ -процесса [11, 14–16], привело к появлению расширенных таблиц этих важных характеристик, позволяющих, с одной стороны, определить устойчивость результатов моделирования процесса нуклеосинтеза к ядерным данным, а с другой, попытаться оценить с помощью наблюдений надежность той или иной ядерно-физической модели в отсутствие экспериментально измеренных ядерных характеристик.

В настоящей работе мы использовали разные расчеты периодов полураспада, как широко использующиеся [14, 15], так и сделанные недавно [17–19].

## 2. РАСЧЕТЫ НУКЛЕОСИНТЕЗА

Прогнозы значений периодов полураспада ядер  $T_{1/2}$  для астрофизических приложений делались

неоднократно [13, 14, 19, 20]. Один из наиболее последовательных [12] был развит на основе функционала плотности DF3 [21], но расчеты пока проведены только для небольшой части ядер, участвующих в  $\gamma$ -процессе и объем известных данных недостаточен для использования их в расчетах  $\gamma$ -процесса. Наиболее широко используются QRPA-расчеты скоростей бета-распада [22], которые использовались и в данной работе наравне с прогнозами [17–19], полученными в расчетах по модифицированной модели [10], основанной на ТКФС [23].

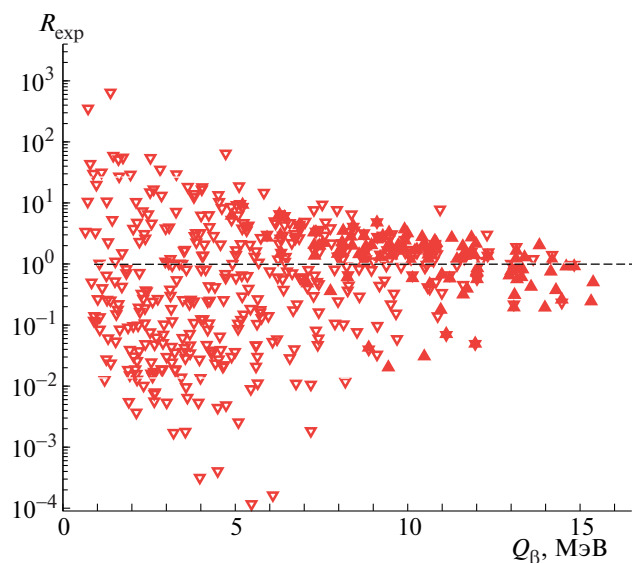
При исследовании влияния нейтронов деления на распространность тяжелых ядер [24] на стадии окончания  $\gamma$ -процесса была отмечена сильная модельная зависимость распространенности от скорости бета-распадов, что подтверждает необходимость дальнейшего развития моделей бета-распада сильно нейтронно-избыточных ядер.

Для расчетов  $\gamma$ -процесса мы использовали код SyntheR [25], включающий все существующие изотопы всех известных химических элементов вплоть до  $Z = 110$ . Использованные скорости термоядерных реакций были рассчитаны по статистической модели [26] для ядер с  $Z > 83$  и основаны на прогнозах ядерных масс, сделанных по капельной модели (FRDM [27]) или обобщенной модели с коррекцией оболочечной структуры (ETFSI-Q [28, 29]).

Скорости нейтронного захвата, как и вынужденного деления, для ядер с  $Z > 82$  взяты из работы [30], а скорости спонтанного и запаздывающего деления — из [31]. Расчетные скорости бета-распада были взяты из [22] и [17–19]. Экспериментальные данные основаны на базе данных NuDat2 (2009) [32] и более поздних публикациях.

Расчеты  $\gamma$ -процесса выполнялись на усредненных траекториях, полученных при параметрическом моделировании слияния двух нейтронных звезд массой  $1.4M_\odot$  [33]. Все сравнения были проведены только для одной типичной траектории, со средним значением  $Y_e = 0.1$ . Расчеты нуклеосинтеза стартовали после начала расширения выброшенного вещества, когда температура падала ниже  $T_9 = 7$ .

При расчетах деления в настоящей работе мы использовали модель, описанную ранее в работе [31], главное отличие которой от других моделей состоит в том, что учтены 1) все три основные типа деления — вынужденное, запаздывающее и спонтанное, и 2) модель массового распределения [31], которая полагает деление ядер асимметричным при  $A < 260$ , а при  $A > 260$  — симметричным, на два осколка равной массы, и учитывает рост числа мгновенных нейтронов деления при увеличении нейтронного избытка. Влияние разных массовых распределений продуктов деления было показано ранее [4, 24].



**Рис. 1.** Отношения  $R_{\text{exp}} = T_{1/2}^{\text{ffst}}/T_{1/2}^{\text{exp}}$  прогнозируемых  $T_{1/2}^{\text{ffst}}$  и экспериментально измеренных  $T_{1/2}^{\text{exp}}$  значений [32] (треугольники вершиной вниз), [34] (треугольники вершиной вверх) периодов бета-распада для ядер с атомным номером  $Z$  от 36 до 82 и значениями  $T_{1/2} < 100$  мс в области г-процесса.

Заметим также, что мгновенные нейтроны деления и запаздывающие нейтроны могут играть важную роль на поздней стадии замораживания г-процесса при захвате высвобождающихся в процессе деления нейтронов, возможно происходящим после замораживания  $(n, \gamma) - (\gamma, n)$ -равновесия.

Ключевой физической величиной, определяющей как скорость нуклеосинтеза, так и наблюдаемую распространенность тяжелых ядер, является скорость бета-распадов. Роль бета-распадов (особенно наиболее тяжелых ядер) важна для скорости образования тяжелых (делящихся) ядер, также как и время, в течение которого делящиеся ядра существуют.

Систематика скоростей реакций и скоростей бета-распада для ядер тяжелее свинца, проведенная нами ранее [31], показала, что существующие прогнозы скоростей бета-распада [22] имеют тенденцию к завышению их величины для сильно нейтронно-избыточных ядер химических элементов тяжелее висмута. Феноменологическое увеличение скоростей бета-распада изотопов данной области и их использование в расчетах г-процесса показало [30], что после коррекции данных согласие результатов расчетов с наблюдениями заметно улучшилось для области ядер с  $140 < A < 180$ .

В настоящей работе при расчетах нуклеосинтеза тяжелых элементов мы использовали расчеты периодов полураспада [17–19], в которых при расчетах силовой функции  $S_{\beta}(E)$  использовался упрощенный подход, развитый в рамках микроскопической ТКФС [23] за счет использования ряда усред-

нений, приводящих к переходу от интегральных уравнений к алгебраическим. При этом не происходит существенной потери точности при расчетах величин  $T_{1/2}$ , поскольку погрешность расчетов для ядер в области интенсивного г-процесса уменьшается практически на порядок (см. рис. 1). На рис. 2 это показано в сравнении экспериментальных и прогнозируемых значений периодов бета-распада.

Результаты расчетов [17–19] показали значительное увеличение скоростей реакций преимущественно для области ядер, в которой, согласно нашей систематике, они были завышены ( $Z > 80$ ), однако и для ядер с  $Z < 80$  скорости реакций [18] оказались больше ранее использовавшихся скоростей бета-распада (см. подпись к рис. 2).

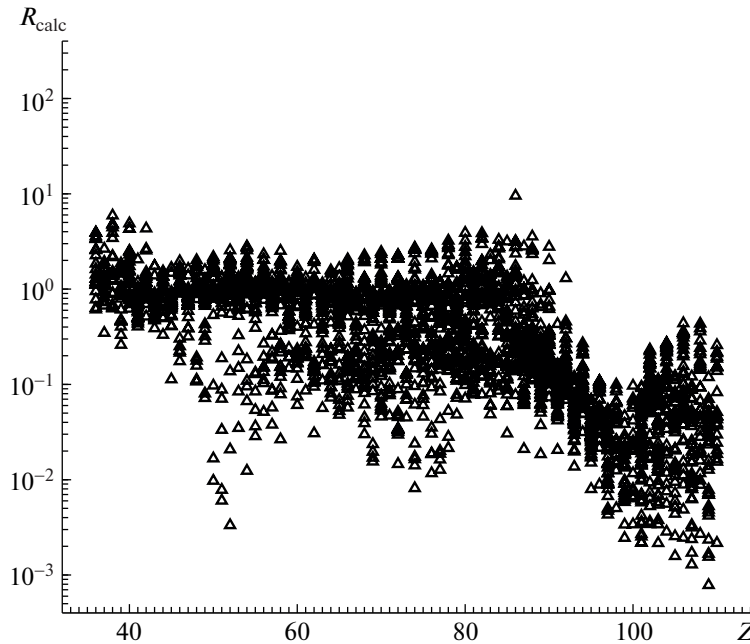
### 3. РАСПРОСТРАНЕННОСТЬ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР

Влияние модели расчета  $T_{1/2}$  на образование тяжелых ядер рассматривалось в рамках сценария слияния нейтронных звезд в рамках модели [33], которая хорошо описывает основные физические параметры выбрасываемого вещества, что подтверждается более подробными и сложными моделями, воспроизводящими процесс слияния компактных объектов [33, 35, 36]. Расчеты нуклеосинтеза были сделаны *off-line*, с разными скоростями бета-распада, полученными как на основе разных моделей [18, 22], так и измененных феноменологически (подробнее см. ниже).

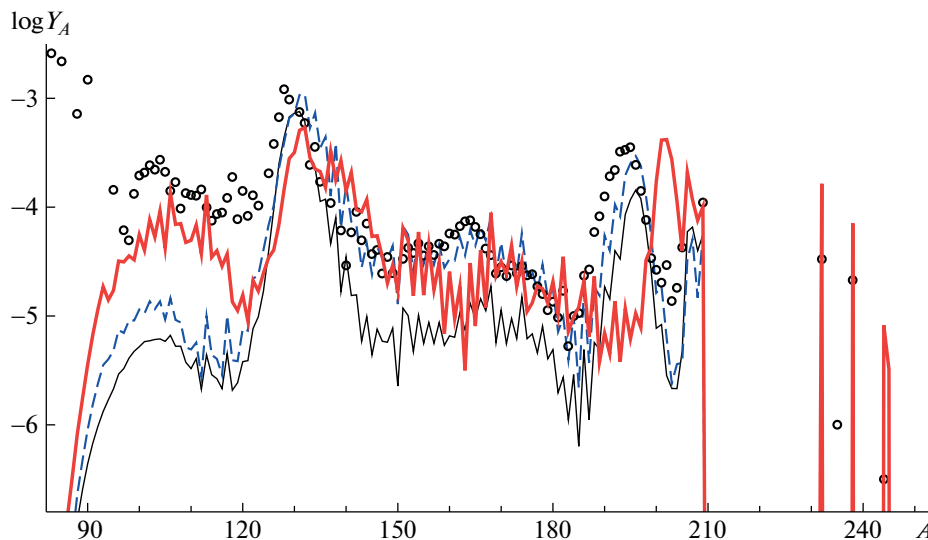
Результаты расчетов нуклеосинтеза тяжелых ядер в сценарии слияния двух нейтронных звезд, проведенные с новыми скоростями реакций [18], оказались отличны от предыдущих результатов (см. рис. 5 в работе [31]). Заметно выросла распространенность ядер с  $A \sim 90$ , вплоть до значений, близких к наблюдениям. Но платиновый пик заметно сдвинулся в область больших атомных номеров, показав рассогласование с наблюдениями на кривой распространенности.

При феноменологическом увеличении скорости бета-распада для ядер тяжелее свинца, сделанном в 2008 г. [31], ликвидировались недооценки скорости бета-распада ядер из этой области, полученные на основе моделей QRPA + FRDM [22] (см. рис. 2), и заметно улучшалось согласие расчетных распространенностей с наблюдениями (см. рис. 3). Но полная замена скоростей бета-распада [22] на новые данные [18] для всех участвующих в г-процессе элементов, вместо ожидавшегося результата, близкого к показанному на рис. 3 (штриховая кривая), привела к несколько другим эффектам.

Рассчитанные на основе ТКФС скорости бета-распада были применены для всех ядер, а не только



**Рис. 2.** Сравнение значений периодов бета-распада  $T_{1/2}$ , рассчитанных на основе разных теоретических моделей: настоящей [10] и квази-RPA с учетом запрещенных переходов [22]. Отношения  $R_{\text{calc}} = T_{1/2}^{\text{ffst}}/T_{1/2}^{\text{QRPA}}$  (треугольники) рассчитаны с использованием массовой модели FRDM [27].

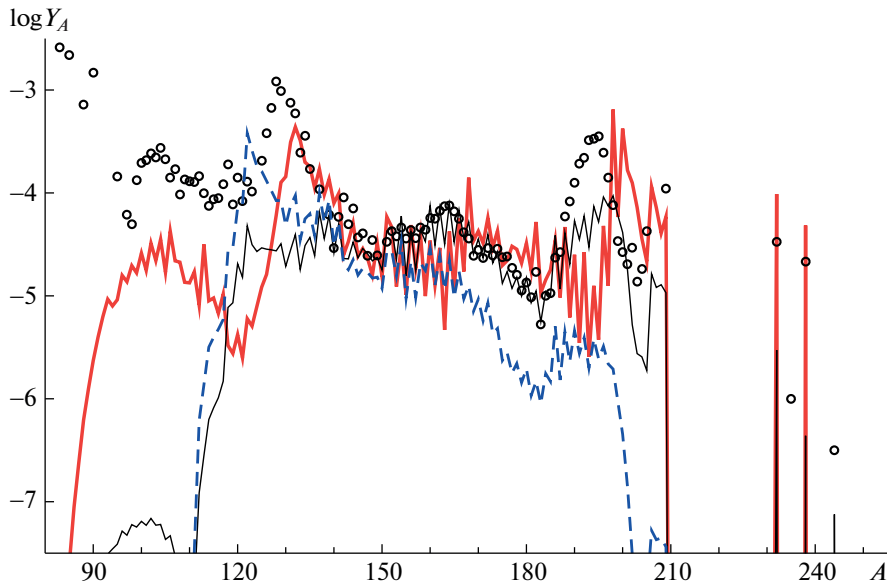


**Рис. 3.** Распространенности тяжелых ядер, рассчитанные с использованием различных прогнозов скоростей бета-распада: 1) Мёллера и др. [22] (тонкая кривая); 2) то же [22], но скорости бета-распада для всех изотопов с  $Z > 82$  увеличены в 4 раза (штриховая кривая); 3) расчеты скорости бета-распада на основе модифицированной ТКФС-модели [10, 17–19] (жирная кривая).

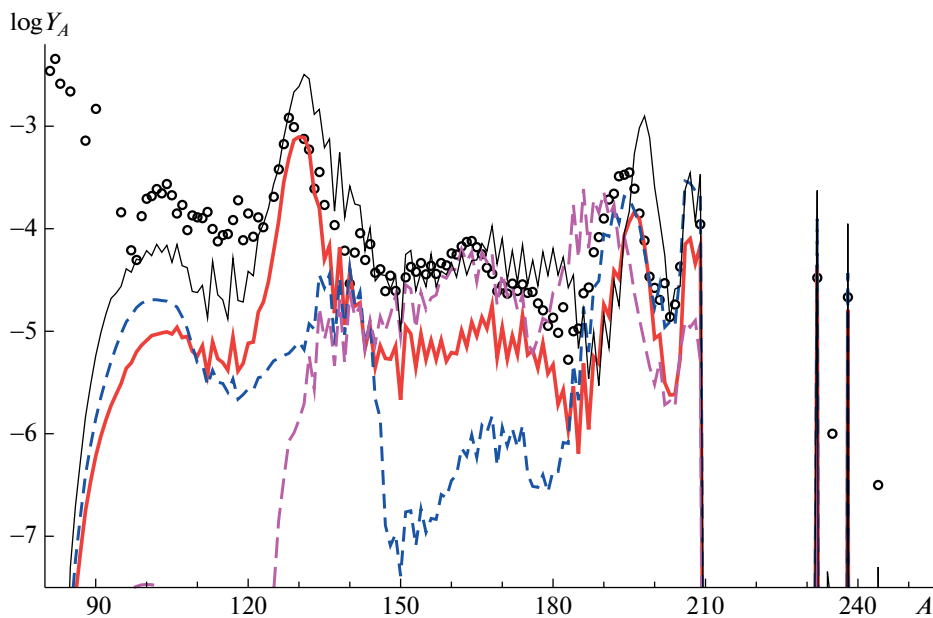
для тех, по которым была выявлено систематическое расхождение скоростей ( $Z > 81$ ). В результате такой смены данных скорость бета-распада ядер, формирующих третий пик на кривой распространенности, также уменьшилась в несколько раз, соответственно увеличилась и скорость прохождения волной нуклеосинтеза пути от области продуктов деления до области деления. Из-за того, что в области интенсивно происходящего  $g$ -процесса для нейтронно-избыточных ядер с  $S_n < 3$  МэВ,

$T_{1/2}(\text{TKFS}) < T_{1/2}(\text{QRPA})$ , скорость волны нуклеосинтеза вырастает в несколько раз, приводя, во-первых, к более быстрому преобразованию ядер в актиниды и трансактиниды, и, во-вторых, к увеличению показателя индекса числа циклов (fission cycling)  $n_c$ , что особенно важно для формирования выходов ядер с  $140 < A < 180$ , когда  $n_c > 1$ .

В результате расчетов оказалось (см. рис. 3), что распространенность ядер с  $90 < A < 110$  выросла в разы за счет резкого увеличения вклада



**Рис. 4.** Влияние величины скорости бета-распада  $\ln 2/T_{1/2}$  на формирование ядер с  $A > 100$ .  $\lambda_{\beta}^{\text{norm}} = \lambda_{\beta}^{\text{calc}}/k$  ( $1 < k < 6$ ),  $k = 1$  (жирная сплошная кривая),  $k = 4.8$  (тонкая сплошная),  $k = 6$  (штриховая). Точки — наблюдаемая распространенность г-элементов в Солнечной системе.



**Рис. 5.** То же, что и на рис. 4, но расчеты распространенности были получены как с использованием периодов бета-распада, рассчитанных на основе модели [22] (жирная сплошная кривая), так и с одинаковым изменением всех расчетных данных  $\lambda_{\beta}^{\text{norm}} = \lambda_{\beta}^{\text{calc}}/k$ , где  $k = 2.8$  (штриховая),  $k = 0.3$  (тонкая сплошная) и  $k = 4.7$  (штриховая с длинными штрихами). Точки — наблюдаемая распространенность г-элементов в Солнечной системе.

запаздывающего деления с асимметричным распределением ядер продуктов деления по массе, улучшилось описание распространенности в области редких элементов, но произошел сдвиг пика  $A_3$  в сторону более тяжелых ядер (на  $\Delta A \approx 4-5$ ). Основное объяснение сдвига пика  $A_3$  в том, что прогнозируемые скорости реакций, в отличие от систематики 2008 г. [31], увеличились и для ядер с числом нейтронов  $N \sim 126$ , что привело к

заметному смещению пика в область больших значений  $A$ , при этом не изменяя числа нейтронов для ядер, формирующих пик. Для выявления “чистого” влияния скорости бета-распада на формирование второго и третьего пиков на кривой распространенности были проведены несколько расчетов с параметрически-измененными скоростями бета-распада для ядер за железным пиком со скоростями бета-распада, основанными на расчетах по

модели на основе ТКФС [10, 17–19] (см. рис. 4) и широко используемых в моделировании г-процесса расчетах на основе метода QRPA [22] (рис. 5). В этих расчетах скорости бета-распада определялись как  $\lambda_\beta \sim \ln 2/T_{1/2}^{\text{param}}$ , где  $T_{1/2}^{\text{param}} = k \times T_{1/2}^{\text{calc}}$ , а  $k$  менялось от 0.3 до 5. При параметрическом увеличении  $T_{1/2}^{\text{param}}$  движение волны нуклеосинтеза замедлялось, и г-процесс при максимальном замедлении не успевал войти в область актинидов и образовать источник новых зародышевых ядер. При систематическом увеличении времени жизни всех участвующих в нуклеосинтезе ядер, формирующих, в частности, пик с  $A = 130$ , третий пик  $A_3$  перемещался на расчетной кривой из области  $A \sim 200$  к наблюдаемой позиции с максимумом в  $A \sim 196$ . Обе серии параметрических расчетов показали, что при значительном увеличении скорости бета-распада (в 5 раз) третий пик смещается примерно на  $\Delta A \approx 10$  в область более легких ядер, что логично, поскольку путь г-процесса при ускорении бета-распада лежит ближе к границе нейтронной стабильности, и совпадает качественно с результатами, полученными с использованием скоростей бета-распада, рассчитанных в рамках ТКФС [18]. И на основании этих результатов ясно, что существующие расчеты периодов бета-распада в целом или переоценивают значения бета-распада [22], или недооценивают [18], что и является одной из причин рассогласования расчетных и наблюдаемых распространенностей, что хорошо видно по положениям и величине как пиков  $A_3$  и  $A_2$ , так и пика редкоземельных элементов.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ положения пика  $A_3$  и зависимости его положения и формы от модельного и параметрического изменения скорости бета-распадов показывает, что при расчетах г-процесса с новыми периодами бета-распада [18], которые систематически меньше использовавшихся ранее [22] преимущественно в области ядер с  $Z > 80$ , сравнение теоретических распространенностей тяжелых ядер с наблюдениями для средневзвешенной траектории ( $Y_e = 0.10$ ) стало лучше между пиками (см. рис. 3), но описание пика  $A_3$  несколько ухудшилось за счет немного более заниженных периодов полураспада для ядер с  $60 < Z < 80$ .

При ускорении г-процесса, когда используются более короткие периоды бета-распада (соответственно более высокие скорости бета-распада), волна нуклеосинтеза проходит ближе к границе нейтронной стабильности и пик  $A_3$  формируется в области ядер с массовым числом  $A \sim 200$ .

Этот эффект проявляется и при расчетах г-процесса в том же сценарии, но с использованием

другого пакета скоростей бета-распада, основанного на QRPA-прогнозах периодов бета-распада [22]. Сдвиг пика  $A_3$  влево при замедлении протекания нуклеосинтеза происходит, приводя к смещению пика  $A_3$  из области с  $A \sim 198$  в область  $A \sim 188$ , вправо пик сдвигается при ускорении нуклеосинтеза ( $k = 0.3$ ). За счет более высокой скорости бета-распада волна нуклеосинтеза при той же длительности процесса продвинется дальше в область ядер с большими  $Z$  и  $A$ , что эффективно приведет к увеличению температуры на фронте волны нуклеосинтеза, сдвигу пути в сторону долины стабильности за счет роста скоростей фотодиссоциации и соответствующему сдвигу пика распространенности  $A_3$  вправо. Возможно, это объяснение физики процесса неполно и относится к конкретному сценарию, траектории и ядерным моделям, и может зависеть еще от других факторов. Однако ускорение или замедление движения фронта волны нуклеосинтеза — одна из причин, влияющих на форму и положение пика  $A_3$ , в дополнение к описанному нами ранее [24] процессу сдвига теоретического пика за счет мгновенных нейтронов деления в конце г-процесса.

Таким образом, настоящие расчеты показали, что прогнозы периодов бета-распада  $T_{1/2}$  могут существенно влиять на положение платинового пика  $A_3$  даже сильнее, чем нейтроны деления, а результаты моделирования нуклеосинтеза указывают на небольшое завышение периодов бета-распада существующими моделями [18, 22] для ядер из области г-процесса. И очевидно, что развитие новых вариантов микроскопических моделей [37, 38] глобального прогнозирования  $T_{1/2}$  исключительно важно для совершенствования моделей быстрого нуклеосинтеза.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 18-29-21019 мк (расчеты периодов полураспада и распространенности тяжелых ядер) и № 18-02-00670 (расчеты силовой функции бета-распада  $S(E)$  для ряда ядер с учетом резонансной структуры).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, W. A. Fowler, and F. Hoyle, *Rev. Mod. Phys.* **29**, 547 (1957).
2. A. G. W. Cameron, *Astron. Soc. Pac.* **69**, 201 (1957).
3. P. A. Seeger, W. A. Fowler, and D. D. Clayton, *Astrophys. J. Suppl.* **11**, 121 (1965).
4. I. V. Panov, C. Freiburghause, and F.-K. Thielemann, *Nucl. Phys. A* **688**, 587 (2001).
5. I. V. Panov and F.-K. Thielemann, *Nucl. Phys. A* **718**, 647 (2003).
6. Ю. С. Лютостанский, И. В. Панов, *Письма в Астрон. журн.* **14**, 70 (1988) [*Sov. Astron. Lett.* **14**, 168 (1988)].

7. C. Sneden, J. J. Cowan, I. I. Ivans, G. M. Fuller, S. Burles, T. C. Beers, and J. E. Lawler, *Astrophys. J. Lett.* **533**, L139 (2000).
8. E. Fermi, *Z. Phys.* **88**, 161 (1934).
9. J. Krumlinde and P. Möller, *Nucl. Phys. A* **417**, 419 (1984).
10. В. Г. Алексанкин, Ю. С. Лютоостанский, И. В. Панов, *ЯФ* **34**, 1451 (1981) [*Sov. J. Nucl. Phys.* **34**, 804 (1981)].
11. I. N. Borzov, S. A. Fayans, and E. L. Trykov, *Nucl. Phys. A* **584**, 335 (1995).
12. I. N. Borzov, *Nucl. Phys. A* **777**, 645 (2006).
13. Ю. С. Лютоостанский, *ЯФ* **82**, 440 (2019) [*Phys. At. Nucl.* **82**, 528 (2019)].
14. P. Möller, J. R. Nix, and K.-L. Kratz, *At. Data Nucl. Data Tables* **66**, 131 (1997).
15. K.-L. Kratz, K. Farouqi, and B. Pfeiffer, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **59**, 147 (2007).
16. G. Martínez-Pinedo and K. Langanke, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 4502 (1999).
17. I. Panov, Yu. Lutostansky, and F.-K. Thielemann, *J. Phys.: Conf. Ser.* **940**, 012053 (2018).
18. I. V. Panov, Yu. S. Lutostansky, and F.-K. Thielemann, *Nucl. Phys. A* **947**, 1 (2016).
19. И. В. Панов, Ю. С. Лютоостанский, Ф.-К. Тилеманн, *Изв. РАН. Сер. физ.* **79**, 478 (2015) [*Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **79**, 437 (2015)].
20. A. Staudt, E. Bender, K. Muto, and H. V. Klapdor-Kleingrothaus, *At. Data Nucl. Data Tables* **44**, 79 (1990).
21. I. N. Borzov, S. A. Fayans, E. Krömer, and D. Zawischa, *Z. Phys.* **355**, 117 (1996).
22. P. Möller, B. Pfeiffer, and K.-L. Kratz, *Phys. Rev. C* **67**, 055802 (2003).
23. А. Б. Мигдал, *Теория конечных фермисистем и свойства атомных ядер* (Наука, Москва, 1983) [A. B. Migdal, *Theory of Finite Fermi Systems and Applications to Atomic Nuclei* (Nauka, Moscow, 1983)].
24. M. Eichler, A. Arcones, A. Kelic, O. Korobkin, K. Langanke, T. Marketin, T. Martinez-Pinedo, I. Panov, T. Rauscher, S. Rosswog, C. Winteler, N. T. Zinner, and F.-K. Thielemann, *Astrophys. J.* **808**, 30 (2015).
25. И. Ю. Корнеев, И. В. Панов, *Письма в Астрон. журн.* **37**, 930 (2011) [*Astron. Lett.* **37**, 864 (2011)].
26. T. Rauscher and F.-K. Thielemann, *At. Data Nucl. Data Tables* **75**, 1 (2000).
27. P. Möller, J. R. Nix, W. D. Myers, and W. J. Swiatecki, *At. Data Nucl. Data Tables* **59**, 185 (1995).
28. Y. Aboussir, J. M. Pearson, A. K. Dutta, and F. Tondeur, *At. Data Nucl. Data Tables* **61**, 127 (1995).
29. J. M. Pearson, R. C. Nayak, and S. Goriely, *Phys. Lett. B* **387**, 455 (1996).
30. I. V. Panov, I. Yu. Korneev, T. Rauscher, G. Martínez-Pinedo, A. Kelić-Heil, N. T. Zinner, and F.-K. Thielemann, *Astron. Astrophys.* **513**, A61 (2010).
31. I. V. Panov, Iu. Y. Korneev, and F.-K. Thielemann, *Astron. Lett.* **34**, 189 (2008).
32. NuDat2-8, 2009, National Nuclear Data Center, Information Extracted from the NuDat 2 Database, <http://www.nndc.bnl.gov/nudat2/>
33. S. Rosswog, M. Liebendorfer, F.-K. Thielemann, M. B. Davies, W. Benz, and T. Piran, *Astron. Astrophys.* **341**, 499 (1999).
34. G. Lorusso, S. Nishimura, Z. Y. Xu, A. Jungclaus, Y. Shimizu, G. S. Simpson, P.-A. Söderström, H. Watanabe, F. Browne, P. Doornenbal, G. Gey, H. S. Jung, B. Meyer, T. Sumikama, J. Taprogge, Zs. Vajta, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **114**, 192501 (2015).
35. D. Martin, A. Perego, A. Arcones, F.-K. Thielemann, O. Korobkin, and S. Rosswog, *J. Phys.: Conf. Ser.* **940**, 012047 (2018).
36. S. Rosswog, U. Feindt, O. Korobkin, M.-R. Wu, J. Sollerman, A. Goobar, and G. Martinez-Pinedo, *Class. Quantum Grav.* **34**, 104001 (2017).
37. T. Marketin, L. Huther, and G. Martínez-Pinedo, *Phys. Rev. C* **93**, 025805 (2016).
38. И. Н. Борзов, *ЯФ* **83** (2020) (направлено в ЯФ).

## DEPENDENCE OF NUCLEI ABUNDANCE, FORMED IN THE r PROCESS, ON NUCLEOSYNTHESIS RATE

I. V. Panov<sup>1),2)</sup>, Yu. S. Lutostansky<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup>NRC “Kurchatov Institute” — ITEP, Moscow, Russia

<sup>2)</sup>National Research Center “Kurchatov Institute”, Moscow, Russia

Nucleosynthesis rate of heavy nuclei formed during multiple neutron captures is defined by nucleosynthesis scenario and beta-decay rates of nuclei involved into the r-process. In the result of the r-process calculations: abundance of heavy nuclei and definition of their dependence on input data, the role of beta-decay rates, calculated by different models, was analyzed as well as their influence on the abundance of heavy nuclei. It was shown that the change of the r-process rate influences strongly the third abundance peak formation, on its size and position.