

СКОРОСТЬ БЕТА-РАСПАДА КАК ВАЖНЫЙ ФАКТОР ОБРАЗОВАНИЯ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР В r-ПРОЦЕССЕ

И. В. Панов *

Курчатовский комплекс теоретической и экспериментальной физики, Москва
Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», Москва

Проведено моделирование нуклеосинтеза тяжелых ядер в r-процессе. Изучено влияние скоростей бета-распадов, рассчитанных на основе разных теоретических моделей, на распространенность тяжелых ядер. Показано, что динамика нуклеосинтеза новых элементов и конечная распространенность тяжелых ядер сильно зависят от применяемой в расчетах r-процесса модели бета-распада. Обсуждается возможность использования астрофизических расчетов для проверки прогнозируемых ядерных данных, определяемых только теоретически.

In the present report the modelling of the r-process nucleosynthesis was carried out. The influence of the beta-decay rates, predicted by different models, on the final abundance of heavy nuclei was investigated. It was shown that the dynamics of new elements nucleosynthesis and the final abundance of heavy nuclei depend strongly on the beta-decay model used in nucleosynthesis calculations. The possibility to use astrophysical calculations for testing of predicted nuclear data, defined only theoretically, is discussed.

PACS: 26.30.Hj; 23.40.-s; 97.80.-d; 26.60.Gj

Скорость нуклеосинтеза тяжелых ядер в r-процессе определяется как астрофизическим сценарием, так и скоростью бета-распада ядер, вовлеченных в r-процесс. При ускорении или замедлении движения волны нуклеосинтеза в область более тяжелых ядер траектория r-процесса на карте ядер меняется [1], как и положение третьего пика на кривой распространенности тяжелых элементов [2], что указывает на многоплановое влияние модели бета-распада на нуклеосинтез.

Процессы образования элементов тяжелее железного пика в результате захвата нейтронов и последующего бета-распада были предложены достаточно давно одновременно с классификацией других процессов образования новых элементов в природе [4]. Процесс образования тяжелых элементов в быстром нуклеосинтезе, поддерживаемом многократным захватом нейтронов, назван r-процессом, а первые расчеты r-процесса были

* E-mail: Igor.Panov@itep.ru

сделаны позднее [5]. В отличие от s-процесса, проходящего в среде с малым количеством свободных нейтронов, быстрый нуклеосинтез (или g-процесс) происходит в веществе с избыточной концентрацией нейтронов за счет их многократного захвата и последующих бета-распадов при относительно невысокой температуре ($T_9 < 2$) и замораживании реакций с протонами и альфа-частицами. В этом g-процессе образуется более половины ядер тяжелее железа, в том числе актиниды.

Со времени классификации процессов нуклеосинтеза было предложено много разных сценариев и моделей g-процесса, создающих условия для его протекания, однако взгляд на теорию g-процесса стал принципиально меняться после наблюдений химического состава в спектрах очень старых звезд и открытия идентичности относительной распространенности g-элементов в солнечной системе и в старых звездах [5]. Еще один сильный аргумент в пользу изменения взгляда на g-процесс появился после осознания невозможности получить высокую плотность свободных нейтронов при взрыве и эволюции коллапсирующих сверхновых [6]. В последние годы, спустя много лет после первого предложения рассматривать слияние нейтронных звезд в тесной двойной системе [7] в качестве сценария для образования тяжелых элементов, пришло понимание, подтвержденное многочисленными исследованиями (см., например, [8]) и наблюдениями [9], что в джетах и ветрах, образующихся в конце эволюции тесной двойной системы нейтронных звезд, создаются необходимые для развития g-процесса условия. В процессе первой регистрации гравитационных волн, возникающих при слиянии нейтронных звезд и определении химического состава разлетающегося вещества после взрыва килоновой [9], были обнаружены g-элементы [9, 10]. И сегодня, хотя все возможности развития g-процесса в природе до конца не определены, процесс слияния нейтронных звезд считается одним из основных реальных сценариев, в которых идет синтез тяжелых элементов.

Поскольку в астрофизический нуклеосинтез вовлечены нестабильные ядра, не изученные и даже не полученные экспериментально, то все значения их характеристик должны браться из теоретических расчетов, в том числе и скорости бета-распадов, определяющей скорость распространения нуклеосинтеза.

Скорость бета-распадов является ключевой физической величиной, определяющей как скорость нуклеосинтеза, так и наблюдаемую распространенность тяжелых ядер. Знание времени жизни участвующих в g-процессе ядер важно как для накопления тех или иных изотопов, так и для определения длительности протекания нуклеосинтеза в быстро меняющихся условиях, от чего зависят количество и сама возможность образования актинидов.

Часто периоды полураспада и вероятности запаздывающих процессов рассчитываются на основе силовой функции бета-распада $S(E)$, получаемой из разных микроскопических моделей, например QRPA [11], или

на основе теории конечных ферми-систем (ТКФС) — БЕТА-модели [12] или модели на основе функционала плотности [13, 14].

Развитие моделей, позволяющих рассчитывать времена жизни, характеристики запаздывающих процессов для изотопов вблизи пути g -процесса [13, 16, 17], привело к появлению глобальных расчетов 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.

Глобальные прогнозы значений периодов полураспада ядер $T_{1/2}$ для астрофизических приложений делались неоднократно [16, 18, 19]. Расчеты на основе функционала плотности DF3 [20] пока проведены только для части ядер, участвующих в g -процессе, и имеющегося количества данных пока недостаточно для применения их в расчетах g -процесса. Наиболее широко используются расчеты скоростей бета-распада QRPA [21], которые применялись и в данной работе наравне с прогнозами [18], полученными в расчетах по модифицированной бета-модели [12].

Поскольку при исследовании влияния скорости бета-распада на скорость распространения нуклеосинтеза и на распространенность тяжелых ядер [2] в g -процессе была отмечена сильная модельная зависимость распространенности как от используемой модели бета-распадов, так и от скорости нуклеосинтеза в целом, мы дополнительно рассмотрели процесс образования тяжелых ядер, используя прогнозы скоростей бета-распада на основе релятивистской модели rpQRPA [22].

Для расчета нуклеосинтеза использовались код SYNTHeR [23] и эволюционные треки нейтроноизбыточного вещества джетов, возникающие при слиянии нейтронных звезд [24]. Код включает все существующие изотопы всех известных химических элементов — вплоть до $Z = 110$. Скорости термоядерных реакций для ядер с $Z < 82$ были рассчитаны по статистической модели [25] и основаны на прогнозах ядерных масс, сделанных по капельной модели (FRDM) [26] или обобщенной модели с коррекцией оболочечной структуры (ETFSI) [27]). Скорости нейтронного захвата, как и вынужденного деления, для ядер с $Z > 82$ взяты из работы [28], а скорости спонтанного и запаздывающего деления — из работы [29]. Расчетные скорости бета-распада были взяты из работ [18] и [21]. Экспериментальные данные основаны на базе данных NuDat2 (2009) [30] и более поздних публикациях.

Расчеты g -процесса выполнялись на усредненных траекториях, полученных при параметрическом моделировании слияния двух нейтронных звезд массой $\sim 1,4 M_{\odot}$ [24]. Все сравнения были проведены только для одной из характерных траекторий со средним для рассмотренного сценария значением отношения электронов к нуклонам $Y_e = 0,1$. При расчетах распределения продуктов деления в настоящей работе с учетом

того, что основной вклад в деление давало вынужденное деление, мы использовали как базовую модель МРПД, описанную ранее в работе [29]. Главное отличие этой модели от других состоит в следующем: 1) на основе ядерной систематики учтена увеличивающаяся с ростом Z и A множественность нейтронов деления; 2) деление полагается асимметричным для ядер при $A < 260$, а для ядер $A > 260$ — симметричным.

Прежде чем обсуждать влияние модели бета-распада на нуклеосинтез, сравним прогнозы периодов полураспада короткоживущих ядер ($T_{1/2} < 1$ с), полученных в рамках самосогласованной теории функционала плотности (self-consistent covariant density functional theory — CDFТ), в которой основные состояния ядра определялись из релятивистской модели Хартри–Боголюбова, а возбужденные состояния — на основе релятивистского приближения случайной фазы (pnRQRPA) [31] и известной модели случайной фазы qRPA [11]. На рис. 1, а приведены отношения периодов бета-распада $R_{pq} = T_{1/2}(\text{pnRQRPA})/T_{1/2}(\text{qRPA})$ в зависимости от массового числа. Из анализа отношений ясно, что для ядер с $A < 190$ значения $T_{1/2}$ близки ($R_{pq} \sim 1$), в области ядерных масс от 190 до 250 модель pnRQRPA начинает прогнозировать все более короткие периоды $T_{1/2}$, в 5–10 раз меньше, чем прогнозируемые моделью qRPA. Третья область — изотопы с массовым числом $A > 250$, для которых виден широкий разброс значений, достигающий трех порядков. Анализ причин такого различия лежит за пределами данной работы, мы попытаемся проанализировать влияние такого различия на распространенность тяжелых элементов (рис. 2). В качестве дополнительной глобальной модели мы взяли БЕТА-модель, рассмотренную нами подробно ранее [19], и сравнили отношение прогнозов $T_{1/2}$ на основе pnRQRPA и БЕТА-модели (рис. 1, б), из чего видно, что средневзвешенное отношение $R_{fq} \sim 1$

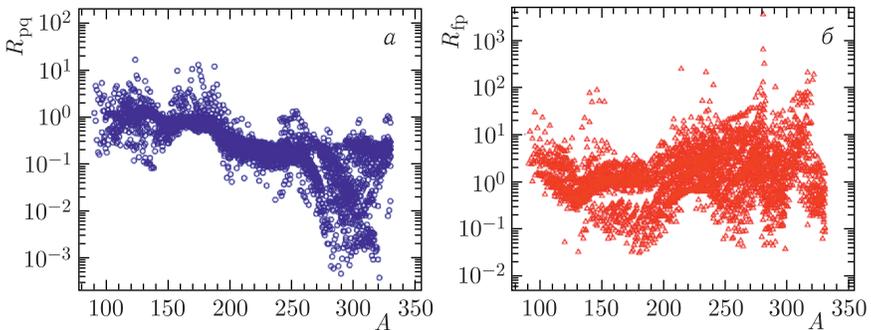


Рис. 1. а) Отношение периодов бета-распада короткоживущих ядер ($T_{1/2} < 1$ с) $R_{pq} = T_{1/2}(\text{pnRQRPA})/T_{1/2}(\text{qRPA})$ согласно данным [22, 21] соответственно; б) такое же отношение $R_{fq} = T_{1/2}(\text{fist})/T_{1/2}(\text{pnRQRPA})$, но полученное из сравнения расчетов $T_{1/2}$ по основанной на ТКФС (Finite Fermi Systems Theory) БЕТА-модели [18] и модели pnRQRPA [22, 31]

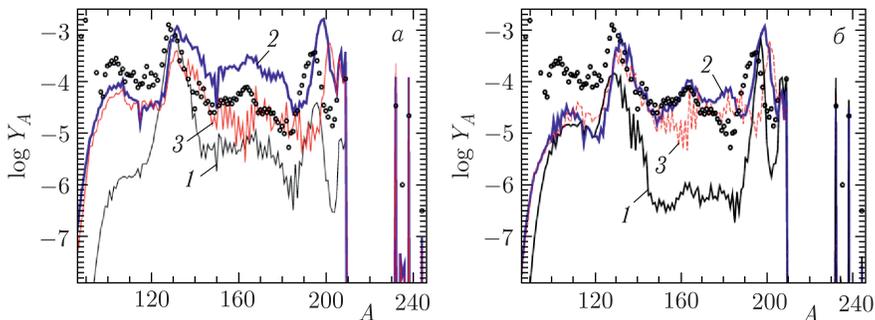


Рис. 2. Распространенность химических элементов, образованных в конце нуклеосинтеза в сценарии слияния нейтронных звезд, в зависимости от используемого прогноза периодов бета-распада по релятивистской модели Хартри–Боголюбова [22] (2), модели случайной фазы [21] (1), модели, основанной на упрощенных уравнениях теории конечных ферми-систем [18] (3). Точки — наблюдаемая распространенность тяжелых элементов. Скорости термоядерных реакций на основе капельной модели (FRDM) [26] (а) и на основе обобщенной модели с поправкой Струтинского (ETFSI) [27] (б)

имеет умеренный разброс значений для большинства ядер: $0,1 < R_{fq} < 10$ примерно до свинца, а для более тяжелых ядер различие, так же как и для R_{pq} , нарастает до 2–3 порядков.

Небольшой разброс в прогнозах микроскопических моделей (см. рис. 1, а) объясняется, возможно, использованием приближения случайной фазы (RPA) для определения возбужденных состояний. Уменьшение значений $T_{1/2}$, рассчитанных по БЕТА-модели для тяжелых ядер с $A > 200$, по сравнению с qRPA объясняется появлением дополнительных низколежащих состояний (пигми-резонансов) для сильно нейтроноизбыточных ядер [15, 18].

Как влияют эти модельные различия на распространенность образующихся ядер, показано на рис. 2 для наборов скоростей реакций, основанных на разных моделях ядерных масс — FRDM (рис. 2, а) и ETFSI (рис. 2, б). Использование моделей rpRQRPA и qRPA в расчетах нуклеосинтеза в целом дает одинаковое описание гросс-структуры кривой распространенности — наличия пиков и их положения. Однако расчеты, основанные на FRDM, показывают (см. рис. 2, а), что при использовании qRPA третий пик на полпорядка недоопределен, а использование rpRQRPA переопределяет третий пик на полпорядка.

В расчетах г-процесса, основанных на обобщенной модели (см. рис. 2, б), расхождения для второго и третьего пиков больше, однако распространенность элементов между пиками расходится на два порядка и более. Редкоземельный пик с использованием в расчетах моделей qRPA и rpRQRPA описывается неплохо, лучше, чем БЕТА-моделью, однако выходы всех элементов в БЕТА-модели отличаются от наблюдаемых

менее сильно, чем при использовании модели $pnRQRPA$, хотя форма и положение пиков описываются хуже.

Скорость нуклеосинтеза с $T_{1/2}$ ($pnRQRPA$) в 3–4 раза выше для расчетов с обоими пакетами ядерных данных — как на основе $FRDM$, так и на основе $ETFSI$ (количество ядер увеличивается примерно в 4 раза по сравнению с исходным), чем с прогнозами $T_{1/2}$ ($qRPA$) (число ядер увеличивается в ~ 2 раза). Такое значительное увеличение числа ядер обусловлено интенсивным делением, при котором устанавливается квазиравновесный ток ядер, между областью актинидов и областью ядер — продуктов деления. Показатель квазистационарности течения нуклеосинтеза (fission cycling index) находится по формуле $n_{fr} = \log_2(\sum Y_i^f / \sum Y_i^0)$. Похожая кривая распространенности была получена и для расчета с пакетом данных на основе $FRDM$ и с величинами скоростей бета-распада, рассчитанных в подходе $qRPA$ (количество нуклидов в процессе нуклеосинтеза увеличивается примерно в 1,5 раза).

Поскольку при расчетах с прогнозами ядерных масс и скоростей реакций по $ETFSI$ скорость нуклеосинтеза с величинами периодов бета-распада, рассчитанных в подходе $qRPA$, медленнее, за время нуклеосинтеза число нуклидов увеличивается только на 10%. Это приводит к тому, что второй и третий пики образуются, а большая часть ядер между ними выгорает и за исчерпанием нейтронов вновь не успевает восполняться (см. рис. 2, б).

БЕТА-модель, как и $pnRQRPA$, прогнозирует значения $T_{1/2}$ при $Z > 80$ в разы меньшие по сравнению с $FRDM$ и формирует близкую к $pnRQRPA$ кривую распространенности (см. рис. 2) для обоих наборов ядерных данных.

В заключение скажем, что рассмотренные глобальные модели, прогнозирующие периоды бета-распада, имеют расхождения, особенно большие вблизи границы нейтронной стабильности и в области актинидов. Использование в расчетах нуклеосинтеза разных моделей бета-распада, прогнозирующих величину периодов бета-распада — $T_{1/2}$, приводит к значительным изменениям распространенности тяжелых ядер — изменению отношения выходов в кадмиевом и платиновом пиках Y_{A2}/Y_{A3} , изменению относительной величины редкоземельного пика, а в целом — несистематическому изменению выходов тяжелых элементов вдоль одной траектории рассмотренного сценария.

Согласие с наблюдениями, представляющими усреднение результатов нуклеосинтеза в природе за миллиарды лет, может быть получено суперпозицией теоретических расчетов распространенности химических элементов для разных траекторий, определяющих как качество вещества выброса, так и разнообразие объектов сценария, путем параметризации ряда основных параметров сценария, таких как динамика расширения вещества, температура, плотность свободных нейтронов и продолжительность экспозиции [32, 33]. Однако тестирование модели описания экзо-

тических ядер по результатам нуклеосинтеза не может дать однозначного ответа о надежности прогнозов теоретических моделей без полного представления о сценариях нуклеосинтеза и их вкладе в наблюдаемую распространенность элементов.

Автор приносит благодарность И. Н. Борзову и Ю. С. Лютостанскому за плодотворные обсуждения микроскопических моделей, а С. И. Ближнему и А. В. Юдину — за обсуждение возможных сценариев эволюции тесных двойных систем. Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 21-12-00061).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Панов И. В.* Где проходит путь г-процесса: предельные случаи и сравнение с наблюдениями // Письма в Астрон. журн. 2003. Т. 29. С. 163–169.
2. *Панов И. В., Лютостанский Ю. С.* Зависимость распространенности ядер, образующихся в г-процессе, от скорости нуклеосинтеза // ЯФ. 2020. Т. 83. С. 349–355.
3. *Burbridge E. M. et al.* Synthesis of the Elements in Stars // *Rev. Mod. Phys.* 1957. V. 29. P. 547–650.
4. *Seeger P. A., Fowler W. A., Clayton D. D.* Nucleosynthesis of Heavy Elements by Neutron Capture // *Astrophys. J. Suppl.* 1965. V. 11. P. 121–166.
5. *Snedden C. et al.* Evidence of Multiple r-Process Sites in the Early Galaxy: New Observations of CS 2289220521 // *Astrophys. J. Lett.* 2000. V. 533. P. L139–L142.
6. *Huedepohl L. et al.* Neutrino Signal of Electron-Capture Supernovae from Core Collapse to Cooling // *Phys. Rev. Lett.* 2010. V. 104. 251101.
7. *Блинные С. И., Новиков И. Д., Переводчикова Т. В., Полнарев А. Г.* О возможности взрыва нейтронной звезды в тесной двойной системе // Письма в Астрон. журн. 1984. Т. 10. С. 422–428;
Blinnikov S. I., Novikov I. D., Perevodchikova T. V., Polnarev A. G. Exploding Neutron Stars in Close Binaries // *Sov. Astron. Lett.* 1984. V. 10. P. 177.
8. *Thielemann F.-K. et al.* Neutron Star Mergers and Nucleosynthesis of Heavy Elements // *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 2017. V. 67. P. 253–276.
9. *Tanvir N. R. et al.* // *Astrophys. J. Lett.* 2017. V. 848. P. L27.
10. *Watson D. et al.* Identification of Strontium in the Merger of Two Neutron Stars // *Nature.* 2019. V. 574. P. 497–506.
11. *Krumlinde J., Möller P.* Calculation of Gamow–Teller β -Strength Functions in the Rubidium Region in the RPA Approximation with Nilsson-Model Wave Functions // *Nucl. Phys. A.* 1984. V. 417. P. 419–446.
12. *Александркин В. Г., Лютостанский Ю. С., Панов И. В.* Периоды полураспада ядер, удаленных от линии стабильности, и структура силовой функции бета-распада // ЯФ. 1981. Т. 34. С. 1451–1461.
13. *Borзов I. N., Fayans S. A., Trykov E. L.* Gamow–Teller Strength Functions of Superfluid Odd-A Nuclei and Neutrino Capture Reactions // *Nucl. Phys. A.* 1995. V. 584. P. 335–361.
14. *Borзов I. N.* Beta-Decay Rates // *Nucl. Phys. A.* 2006. V. 777. P. 645–675.

15. Лютостанский Ю. С. Резонансная структура зарядово-обменной силовой функции // ЯФ. 2019. Т. 82. С. 440–448.
16. Möller P., Nix J.R., Kratz K.-L. Nuclear Properties for Astrophysical and Radioactive-Ion Beam Applications // ADNDT. 1997. V. 66. P. 131–343.
17. Kratz K.-L., Farouqi K., Pfeiffer B. Nuclear Physics Far from Stability and r-Process Nucleosynthesis // Prog. Part. Nucl. Phys. 2007. V. 59. P. 147–155.
18. Panov I., Lutostansky Yu., Thielemann F.-K. Beta-Decay Half-Lives for the r-Process Nuclei // Nucl. Phys. A. 2016. V. 947. P. 1–11.
19. Staudt A. A. et al. Second-Generation Microscopic Predictions of Beta-Decay Half-Lives of Neutron-Rich Nuclei // At. Data Nucl. Data Tables. 1990. V. 44. P. 79–132.
20. Borzov I. N. et al. Ground State Properties and β -Decay Half-Lives near ^{132}Sn in a Self-Consistent Theory // Z. Phys. 1996. V. 355. P. 117–127.
21. Möller P., Pfeiffer B., Kratz K.-L. New Calculations of Gross β -Decay Properties for Astrophysical Applications: Speeding-up the Classical r Process // Phys. Rev. C. 2003. V. 67. 055802.
22. Marketin T. et al. Microscopic Calculations of β -Decay Rates for r-Process // Acta Phys. Polon. B. 2017. V. 46. P. 641–650.
23. Корнеев И. Ю., Панов И. В. Вклад деления в нуклеосинтез тяжелых элементов в астрофизическом r-процессе // Письма в Астрон. журн. 2011. Т. 37. С. 930–939.
24. Rosswog S. et al. Mass Ejection in Neutron Star Mergers // Astron. Astrophys. 1999. V. 341. P. 499–526.
25. Rauscher T., Thielemann F.-K. Astrophysical Reaction Rates from Statistical Model Calculations // At. Data Nucl. Data Tables. 2000. V. 75. P. 1–351.
26. Möller P. et al. Nuclear Ground-State Masses and Deformations // At. Data Nucl. Data Tables. 1995. V. 59. P. 185–381.
27. Aboussir Y. et al. Nuclear Mass Formula via an Approximation to the Hartree–Fock Method // Ibid. V. 61. P. 127–176.
28. Panov I. V. et al. Neutron-Induced Astrophysical Reaction Rates for Translead Nuclei // Astron. Astrophys. 2010. V. 513. A61.
29. Панов И. В., Корнеев И. Ю., Тилеманн Ф.-К. r-процесс в области трансурановых элементов и вклад продуктов деления в нуклеосинтез ядер с $A \leq 130$ // Письма в Астрон. журнал. 2008. Т. 34. С. 213–221.
30. NuDat2 Database. 2009; <http://www.nndc.bnl.gov/nudat2/>.
31. Marketin T., Huther L., Martínez-Pinedo G. Large-Scale Evaluation of β -Decay Rates of r-Process Nuclei with the Inclusion of First-Forbidden Transitions // Phys. Rev. C. 2016. V. 93. 025805.
32. Goriely S., Arnould M. What Can We Learn from the r-Element Distribution of CS 22892-052? // Astron. Astrophys. 1997. V. 322. P. L29–L32.
33. Käppeler F., Thielemann F.-K., Wiescher M. Current Questions in Nuclear Astrophysics and Experimental Approaches // Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 1998. V. 48. P. 175–251.