

# ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ГЛОБАЛЬНЫХ ПРОГНОЗОВ СКОРОСТЕЙ БЕТА-РАСПАДА В АСТРОФИЗИЧЕСКИХ МОДЕЛЯХ

© 2023 г. И. В. Панов<sup>1), 2)</sup>\*

Поступила в редакцию 06.11.2022 г.; после доработки 06.11.2022 г.; принята к публикации 10.11.2022 г.

В настоящей работе проведены расчеты нуклеосинтеза тяжелых элементов для двух разных сценариев слияния нейтронных звезд. В расчетах были использованы различные глобальные модели бета-распада: случайной фазы (QRPA), релятивистского приближения случайной фазы ( $pn$ -RQRPA) и метод конечных амплитуд (FAM). Показано, что использование в расчетах нуклеосинтеза разных глобальных моделей приводит к формированию реалистичной структуры кривой распространенности химических элементов. В отличие от нуклеосинтеза в сценарии слияния нейтронных звезд одинаковых масс образование элементов в веществе внешней коры при взрыве маломассивной нейтронной звезды в области от первого до второго пика слабо модельно-зависимо. Однако в сильном  $\gamma$ -процессе зависимость распространенности элементов от модели бета-распада очень сильная. Систематического влияния модели бета-распада на результаты нуклеосинтеза не обнаружено.

DOI: 10.31857/S0044002723020162, EDN: RJVULC

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В нуклеосинтезе тяжелых элементов при слиянии нейтронных звезд [1] участвуют короткоживущие не изученные экспериментально ядра. Поэтому для моделирования их образования необходимы прогнозы большого количества ядерных характеристик, среди которых скорость бета-распада является наиболее важной величиной. Моделирование распространенности тяжелых ядер с разными прогнозами ядерных данных фактически является интегральным экспериментом, в котором возможности теоретических моделей могут быть проанализированы, используя расчеты и результаты наблюдений распространенности тяжелых элементов.

Количество синтезируемых в  $\gamma$ -процессе тяжелых элементов зависит как от длительности нейтронной экспозиции, так и от скорости движения волны нуклеосинтеза. А скорость нуклеосинтеза зависит от условий и области  $\gamma$ -процесса, определяемых астрофизическим сценарием, и от скорости бета-распада ядер, вовлеченных в  $\gamma$ -процесс. При ускорении или замедлении движения волны нуклеосинтеза в область более тяжелых ядер траектория  $\gamma$ -процесса на карте ядер меняется [2], как

и положение третьего пика на кривой распространенности тяжелых элементов [3], 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 и других процессов образования новых элементов в природе [4]. Процесс образования тяжелых элементов в быстром нуклеосинтезе, поддерживаемом многократным захватом нейтронов, был назван  $\gamma$ -процессом, а первые расчеты  $\gamma$ -процесса были сделаны позднее [5]. В отличие от  $s$ -процесса, проходящего в среде с малым количеством свободных нейтронов,  $\gamma$ -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  $\gamma$ -процессе образуется более половины ядер тяжелее железа, в том числе актиниды.

С момента классификации процессов нуклеосинтеза [4] было предложено много разных сценариев и моделей  $\gamma$ -процесса, создающих условия для его протекания, однако взгляд на теорию  $\gamma$ -процесса стал принципиально меняться после наблюдений химического состава в спектрах очень старых звезд и открытия идентичности относительной распространенности  $\gamma$ -элементов в солнечной системе и в старых звездах [6]. Еще один сильный аргумент в пользу изменения взгляда на  $\gamma$ -процесс

<sup>1)</sup>Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия.

<sup>2)</sup>Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Долгопрудный, Россия.

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

появился после осознания невозможности достижения высокой плотности свободных нейтронов при взрыве и эволюции большинства коллапсирующих сверхновых [7]. В последние годы, спустя много лет после первого предложения рассматривать слияние нейтронных звезд в тесной двойной системе [8] в качестве сценария для образования тяжелых элементов, пришло понимание, подтвержденное многочисленными исследованиями (см., например, обзор [9]) и наблюдениями [10], что в джетах и в ветрах, образующихся в конце эволюции тесной двойной системы нейтронных звезд, создаются необходимые для развития  $\gamma$ -процесса условия. В процессе первой регистрации гравитационных волн, возникающих при слиянии нейтронных звезд, и определении химического состава разлетающегося вещества после взрыва килоновой [10], были обнаружены  $\gamma$ -элементы [10, 11]. И на сегодняшний день, хотя все возможности развития  $\gamma$ -процесса в природе до конца не определены, процесс слияния нейтронных звезд считается одним из основных реальных сценариев, в которых идет синтез тяжелых элементов.

Периоды полураспада и вероятности запаздывающих процессов обычно рассчитываются на основе силовой функции бета-распада  $S_\beta(E)$ , получаемой из разных теоретических моделей, как например, широко используемая для астрофизических приложений модель случайной фазы (QRPA) [12], или других моделей, использующих разный вид функционала плотности ядерной энергии [13, 14] (подробнее см. [15]). В большинстве расчетов  $\gamma$ -процесса (см. [16, 17] и цитирование там) наиболее часто использовались глобальные расчеты [12, 18], основанные на развитых в 1980-е гг. моделях [19, 20].

В последние годы шло интенсивное развитие моделей бета-распада, что привело к появлению новых глобальных расчетов этих важных характеристик [21, 22], расширяющих возможность, с одной стороны, изучить устойчивость результатов моделирования процесса нуклеосинтеза к ядерным данным, а с другой, попытаться оценить с помощью наблюдений надежность той или иной ядерно-физической модели для прогнозирования характеристик экзотических ядер.

Расчеты на основе функционала плотности DF3 [14, 15], неплохо описывающие характеристики нейтроноизбыточных сферических ядер, пока проведены только для части ядер, участвующих в  $\gamma$ -процессе, и существующего количества данных пока недостаточно для использования их в расчетах  $\gamma$ -процесса. В настоящей работе в качестве базовых данных использовались расчеты скоростей бета-распада на основе модели QRPA [23].

Поскольку при исследовании влияния скорости бета-распада на скорость распространения нуклеосинтеза и на распространенность тяжелых ядер в  $\gamma$ -процессе была отмечена сильная модельная зависимость распространенности как от используемой модели бета-распадов [24], так и от скорости нуклеосинтеза в целом [3], мы продолжили изучение влияния модели бета-распада на процесс образования тяжелых ядер, используя увеличенное количество глобальных прогнозов бета-распада: 1) метода случайной фазы (QRPA) [23], 2) релятивистской  $pn$ -RQRPA [22] и 3) метода конечных амплитуд (FAM) [21].

В новом глобальном прогнозе периодов бета-распада [22] для полностью согласованных расчетов  $T_{1/2}$  для описания основных состояний ядер как с заполненными, так и незаполненными оболочками, использовалась релятивистская модель Хартри–Боголюбова, а для описания возбужденных состояний применялся метод  $pn$ -RQRPA. Остаточное взаимодействие вычислялось на основе того же релятивистского функционала плотности ядерной энергии (RNEDF) [22], что и для расчета основных состояний (для согласования результатов описания различных ядерных характеристик). Другой новый прогноз значений  $T_{1/2}$  основывался на зарядово-обменной версии метода конечных амплитуд [21].

Все эти три глобальных прогноза величин  $T_{1/2}$  были использованы для моделирования нуклеосинтеза тяжелых элементов в двух разных сценариях эволюции тесных двойных систем нейтронных звезд.

## 2. СЦЕНАРИИ И МОДЕЛЬ НУКЛЕОСИНТЕЗА

В условиях высокой концентрации нейтронов нуклеосинтез в  $\gamma$ -процессе может идти достаточно долго, сотни миллисекунд. За это время волна нуклеосинтеза может достичь области актинидов, где начинается интенсивное деление тяжелых ядер. Деление изменяет линейный характер нуклеосинтеза и в ряде случаев приводит к заикливанию  $\gamma$ -процесса [25], т.е. к вовлечению большого числа ядер-продуктов деления в качестве новых зародышевых ядер в нуклеосинтез и к образованию большинства тяжелых элементов от второго пика на кривой распространенности элементов до тория и урана. Соответствующее увеличение реакций, используемых в расчетах, таких, как скорости вынужденного, запаздывающего и спонтанного деления, а также массового распределения ядер-продуктов деления и учет осколков деления как новых зародышевых ядер [25–27], усложняет систему уравнений и процесс моделирования и требует оптимизации численных схем и алгоритмов.

Применение в расчетах различных прогнозов бета-распада изменяет как продолжительность нуклеосинтеза, так и его динамику. Изучение влияния моделей бета-распада на распространенность образующихся элементов было проведено с использованием данных по периодам бета-распада, полученных на основе трех разных глобальных моделей. Однако продолжительность нуклеосинтеза зависит также и от сценария, в котором реализуются необходимые для протекания  $\gamma$ -процесса условия. Поэтому мы рассмотрели влияние модели бета-распада на  $\gamma$ -процесс в двух реалистичных сценариях, которые могут развиваться в конце эволюции тесной двойной системы нейтронных звезд.

В большинстве проведенных до сих пор многомерных гидродинамических расчетах эволюции двойных систем массы нейтронных звезд были близки и достаточно велики  $M_1 \sim M_2 \gtrsim M_\odot$ , и результатом их взаимодействия являлось слияние или столкновение с образованием одной массивной нейтронной звезды, джетов и ветров (см., например, [28, 29] и цитирование там). В таких условиях протекает сильный  $\gamma$ -процесс с образованием широкого спектра тяжелых элементов вплоть до актинидов [30–32].

При сильном различии масс нейтронных звезд, входящих в двойную систему, происходит поглощение маломассивного компонента более массивным — вещество перетекает на более массивную звезду, пока маломассивная нейтронная звезда не достигнет нижнего предела массы, при котором она становится нестабильной и взрывается [33]. При взрыве маломассивной нейтронной звезды [33, 34] во внешней коре МНЗ развивается слабый  $\gamma$ -процесс [35].

Для численных расчетов  $\gamma$ -процесса в этих двух сценариях нами был применен код SYNTHETIC (nucleoSYNThesis of Heavy Elements in the R-process) [36], реализующий кинетическую схему, развитую ранее [37] и позволяющую определить концентрации всех вовлеченных в нуклеосинтез ядер. В этом коде реакции деления были дополнены улучшенной моделью массового распределения ядер-продуктов деления, что обеспечило более распределенный источник новых зародышевых ядер и улучшение установления квазистационарного тока ядер.

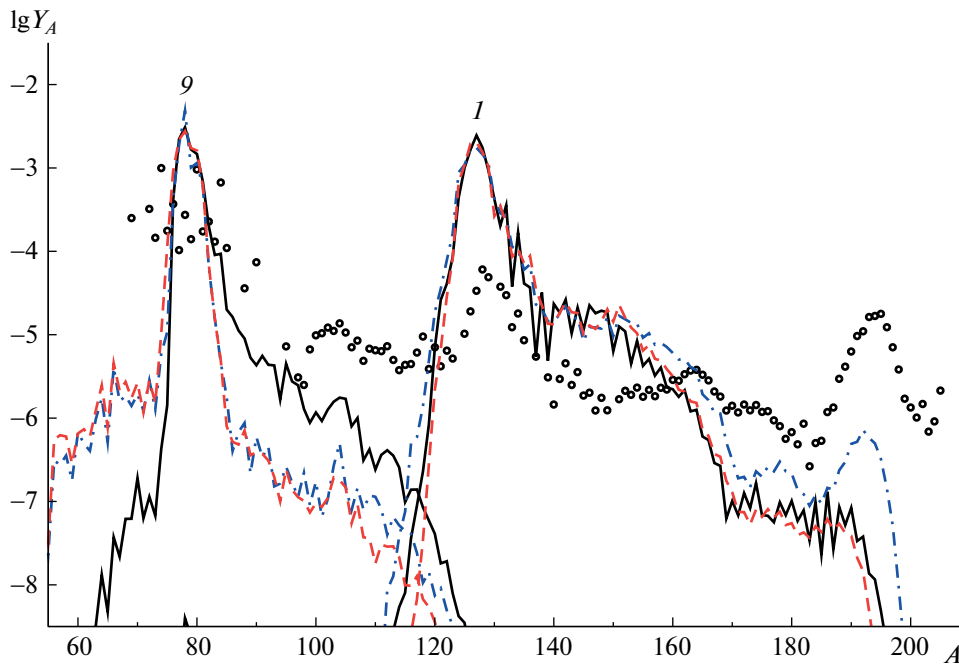
Поскольку этап нуклеосинтеза, предшествующий  $\gamma$ -процессу, протекает в рассматриваемых сценариях при высоких температурах и плотностях и является фактически взрывным нуклеосинтезом, коды нуклеосинтеза были дополнены реакциями с заряженными частицами, а также ранее не учитывавшимся взаимодействием нуклонов и ядер с электронами [17]. Мы дополнили используемый

код SYNTHETIC реакциями слабого взаимодействия, банк которых [38] содержит данные для изотопов элементов железного пика ( $20 < Z < 32$ ).

Скорости реакций перечисленных процессов, определяющие собственные значения матрицы Якоби системы дифференциальных уравнений, различаются по абсолютному значению на порядки. Поэтому система уравнений нуклеосинтеза является жесткой и для ее численного интегрирования нами использовался метод Гира [39], для реализации которого был использован разработанный ранее пакет программ [40, 41]. В основе алгоритма лежит метод предсказания и коррекции (предиктор—корректор) с автоматическим выбором шага и порядка точности метода, который реализован в обоих используемых нами кодах, имеющих внутреннюю проверку на сохранение числа нуклонов и заряда.

В область нуклидов, участвующих в нуклеосинтезе, включались все элементы с зарядом от  $Z_{\min} = 1$  до  $Z_{\max} = 110$ , а  $A_{\min}$  и  $A_{\max}$  определялись согласно используемой массовой модели: обобщенной модели Томаса—Ферми с интегралом Струтинского [42]. Тем самым определялось полное число ядер, участвующих в нуклеосинтезе. Скорости ядерных реакций, являющиеся коэффициентами в дифференциальных уравнениях, были рассчитаны с использованием тех же массовых моделей. В список учитываемых ядерных реакций входят все парные и другие основные реакции горения, как и реакции альфа-распада, деления и слабые взаимодействия. Они включают: все парные реакции с нейтронами, протонами, альфа-частицами и гамма-квантами; бета-распад и бета-запаздывающие процессы, такие, как испускание нескольких нейтронов при бета-распаде и запаздывающее деление; вынужденное и спонтанное деление; ряд других важных реакций, таких как  $3-\alpha$ -реакция и реакции горения  $^{12}\text{O}$ ,  $^{16}\text{O}$ ,  $^{28}\text{Si}$ .

Примененная схема позволяет эффективно рассчитывать нуклеосинтез в различных сценариях при  $T_9 < 7$  и плотности  $\rho < 10^{12}$  г/см<sup>3</sup>. Основные расчеты сделаны с использованием широко используемых скоростей бета-распада и запаздывающих нейтронов [23, 43], альфа-распада [43], скоростей термоядерных реакций [44] и деления [36, 45, 46]. Экспериментально измеренные скорости бета-распада взяты из ядерной базы данных NuDat2 (2009) [47]. Скорость захвата нейтронов тяжелыми ядрами (для элементов с  $Z > 83$ ), а также скорости вынужденного и запаздывающего деления были рассчитаны ранее на основе статистической модели [45, 46].



**Рис. 1.** Распространенность тяжелых элементов  $Y_A$ , образовавшихся в результате нуклеосинтеза при расширении вещества внутренней коры взорвавшейся маломассивной нейтронной звезды, для вариантов № 1 ( $Y_e = 0.297$ ), № 9 ( $Y_e = 0.359$ ) с периодами бета-распада по прогнозам на основе метода случайной фазы (QRPA) [21] — сплошная кривая. Значения  $Y(A)$ , полученные в расчетах нуклеосинтеза с другими значениями периодов полураспада: релятивистского приближения случайной фазы ( $pn$ -RQRPA) [22] — штриховая кривая; метод конечных амплитуд (FAM) [21] — штрихпунктирная. Шифр кривых — номер варианта.

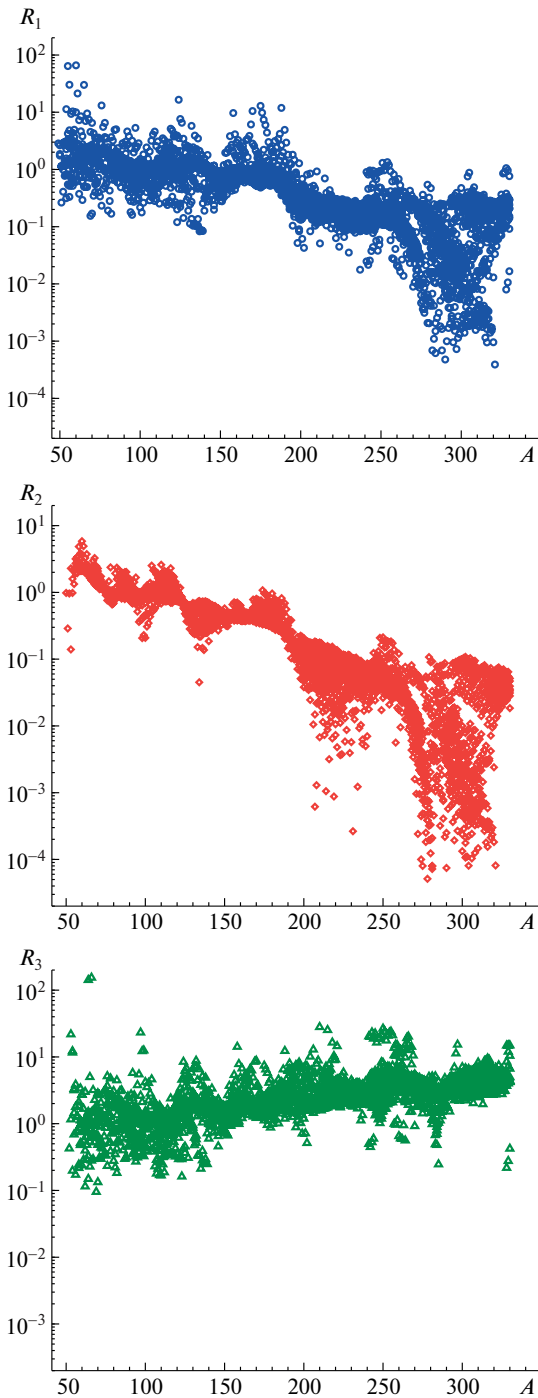
### 3. ВЛИЯНИЕ ГЛОБАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ НА РЕЗУЛЬТАТЫ НУКЛЕОСИНТЕЗА

Рассмотрим сначала результаты расчетов  $\gamma$ -процесса, использующие разные глобальные модели бета-распада, полученные в сценарии взрыва маломассивной нейтронной звезды. Этот сценарий [33, 48] сейчас в развитии, и в настоящей работе мы рассмотрели нуклеосинтез только при разлете внешней коры после взрыва нейтронной звезды. В веществе внешней коры реализуется слабый  $\gamma$ -процесс с образованием тяжелых элементов преимущественно в области от первого ( $A \sim 80$ ) до второго ( $A \sim 130$ ) пиков. Результаты расчетов для наиболее удаленного от центра слоя внешней коры (№ 1) и самого внутреннего слоя внешней коры (№ 9) приведены на рис. 1. Рассмотренные слои, согласно расчетам структуры нейтронной звезды, перед взрывом [33, 35, 48] состояли из ядер одного типа. Зародышевыми ядрами для нуклеосинтеза в слое № 1 был изотоп никеля  $^{80}\text{Ni}$ , а в слое № 9 — изотоп стронция  $^{128}\text{Sr}$ . Из-за большего различия в составе зародышевых ядер в разных слоях (от № 1 до № 9) атомный номер меняется от 78 до 128, а заряд — от 28 до 38. В  $\gamma$ -процессе, проходившем при расширении самого внутреннего слоя (№ 9, начальное отношение электронов к барионам  $Y_e^0 = 0.297$ ), образовались более тяжелые элементы,

чем вдоль траектории, бравшей начало в веществе внешнего слоя (№ 1,  $Y_e^0 = 0.350$ ).

Кривые разных типов показывают результаты нуклеосинтеза — значения распространенности  $Y_A$ , полученные в расчетах, использующих различные прогнозы скоростей бета-распада. Видно, что пики в области  $A \sim 80, 130$  почти не зависят от глобальной модели, незначительное расхождение проявляется только в «хвостах» распространенности, в которых величина  $Y_A$  уменьшается на порядки.

Незначительность расхождения в величинах распространенности элементов становится понятной из сравнения прогнозов периодов полураспада, представленных разными рассматриваемыми моделями. Это видно из рис. 2, на котором приведены отношения  $R_i$  периодов полураспада  $T_{1/2}$  для любых двух из трех рассмотренных прогнозов. Значения  $T_{1/2}$  в основном различаются не более чем в 2 раза для области ядер с массовыми числами от 80 до 150. Значения  $T_{1/2}$ , полученные в рамках модели  $pn$ -RQRPA [22], систематически становятся меньше прогнозов по другим моделям с увеличением массового числа  $A$ , особенно в области  $A > 150$ . Скорость движения волны нуклеосинтеза в расчетах с этими данными ускоряется, и появляется зародыш третьего пика ( $A \sim 196$ ).



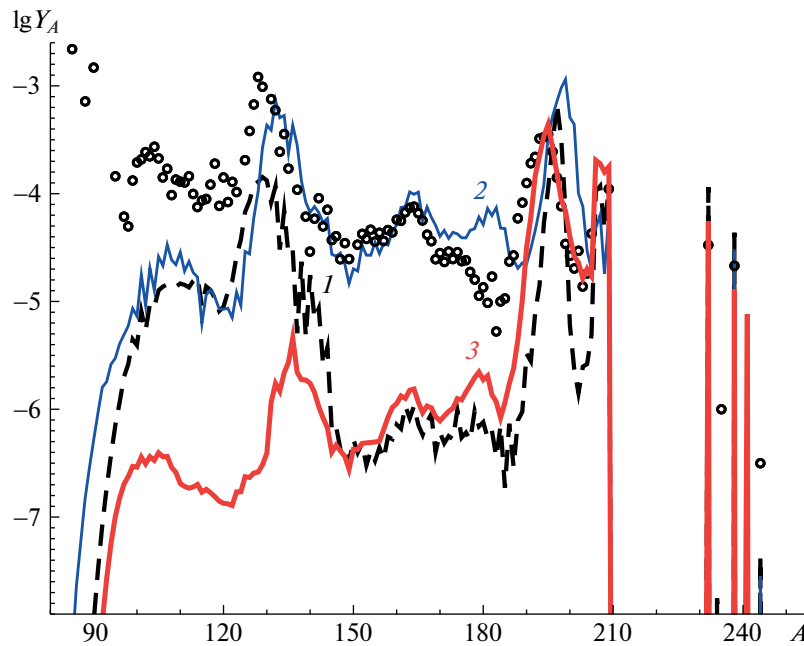
**Рис. 2.** Отношения  $R_i$  прогнозов периодов бета-распада короткоживущих ( $T_{1/2} < 1$  с) ядер, одной модели к другой: *а* —  $R_1 = T_{1/2}(pn\text{-RQRPA})/T_{1/2}(QRPA)$  согласно глобальным данным на основе моделей  $pn\text{-RQRPA}$  [22] и  $QRPA$  [23] соответственно; *б* —  $R_2 = T_{1/2}(pn\text{-RQRPA})/T_{1/2}(FAM)$  согласно глобальным данным на основе модели  $pn\text{-RQRPA}$  [22] и метода конечных амплитуд [21] соответственно; *в* —  $R_3 = T_{1/2}(FAM)/T_{1/2}(QRPA)$  согласно глобальным данным на основе метода конечных амплитуд [21] и модели  $QRPA$  [23] соответственно.

При слиянии нейтронных звезд равных масс в одну массивную нейтронную звезду с выбросом в окружающую среду образованных тяжелых элементов  $M_r$  ( $M_r \sim 0.01\text{--}0.001 M_\odot$ ) [49] зависимость от модели бета-распада, как и отмечалось ранее [24], очень сильная (рис. 3). Так, кривая 3 была получена в случае применения модели FAM [21], прогнозирующей наибольшие значения  $T_{1/2}$ . В расчетах с такими данными после достижения волной нуклеосинтеза области актинидов плотность свободных нейтронов падает ниже минимально необходимой для поддержания  $r$ -процесса, а в результате деления образовавшихся актинидов образуется кадмиевый пик с распространенностью ядер на три порядка меньше наблюдаемых значений. В случае применения других ядерных данных [23], прогнозирующих немного более короткие периоды полураспада (см. рис. 2), выход элементов кадмиевого пика увеличивается (кривая 1). И только в случае применения наиболее коротких периодов бета-распада [22] устанавливается квазиравновесный ток ядер между кадмиевым и платиновым пиками с вовлечением в нуклеосинтез ядер-продуктов деления как новых зародышевых ядер — кривая 2 на рис. 3. Закономерно, что различие между расчетными кривыми 3 и 1 на рис. 3 минимально, поскольку и прогнозы периодов бета-распада для использовавшихся моделей очень близки (см. отношение периодов полураспада  $R_3$  на рис. 2в).

В результате сделанных расчетов проявился еще один вопрос, обсуждавшийся ранее [50], — о возможной причине сдвига расчетного положения третьего пика. Несовпадение положений наблюдаемого и расчетного платинового пика отмечалось разными авторами, изучающими процесс образования тяжелых элементов. Объяснения высказывались различные — от формирования отдельных пиков в разных сценариях до недооценки величины эмиссии запаздывающих нейтронов или переоценки захвата нейтронов деления на стадии охлаждения [50]. Результаты данной работы подтверждают наши предварительные выводы о зависимости положения третьего теоретического пика от скорости нуклеосинтеза [3]. Полученные в настоящей работе результаты (см. рис. 3) также указывают на тенденцию сдвига третьего пика в область больших атомных масс при уменьшении периодов бета-распада, как было предположено ранее на основе параметрических расчетов с систематическим изменением величин  $T_{1/2}$  [3].

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Теоретические сценарии  $r$ -процесса [1], связанные со слиянием нейтронных звезд в конце эволюции тесной двойной системы, недавно были подтверждены наблюдениями спектров килоновой



**Рис. 3.** Распространенность тяжелых элементов  $Y_A$ , образовавшихся в результате нуклеосинтеза при слиянии нейтронных звезд равных масс [49], полученных с использованием разных скоростей бета-распада. Кривые: 1 — QRPA [23], 2 — [22], 3 — FAM [21].

после регистрации гамма-всплеска и гравитационных волн [10]. После многочисленных исследований процесса слияния нейтронных звезд и регистрации таких событий стало ясно, что сценарий слияния нейтронных звезд является основным для образования большинства тяжелых элементов в г-процессе. Но эволюция нейтронных звезд в тесных двойных системах сильно зависит от их масс. Процесс слияния нейтронных звезд близких масс изучен достаточно хорошо, но при сильном различии масс нейтронных звезд сценарий слияния развивается совсем иначе [33], приводя к иной динамике развития нуклеосинтеза тяжелых элементов [34].

В настоящей работе влияние глобальных моделей бета-распада на распространенность тяжелых элементов было изучено для двух различных сценариев слияния нейтронных звезд — классического, рассматривающего слияние нейтронных звезд примерно равных масс немного больше массы Солнца, и взрыва маломассивной нейтронной звезды, образующейся при эволюции тесной системы двух нейтронных звезд существенно разных масс [33]. Для расчета распространенности элементов в этих сценариях были использованы различные микроскопические модели бета-распада: случайной фазы (QRPA) [23], релятивистского приближения случайной фазы [22] ( $pn$ -RQRPA) и метод конечных амплитуд (FAM) [21].

Расчеты нуклеосинтеза в сценарии слияния нейтронных звезд в веществе струй с различными

прогнозами периодов бета-распада показали существенно разную конечную распространенность элементов. Все полученные зависимости  $Y_A$  отражают основные особенности интегральной кривой распространенности тяжелых элементов, характерную для г-процесса, но скорость нуклеосинтеза в каждом случае разная и поэтому накопление нуклидов происходит иначе. Различие в прогнозируемой распространенности  $Y_A$  возникает из-за больших различий в прогнозах разных глобальных моделей для изотопов с массовым числом больше 150, вклад которых в процесс нуклеосинтеза для сильного г-процесса очень значителен в том числе и из-за сильно различающегося вклада деления.

При использовании модели конечных амплитуд, возможно, решается и проблема сдвига второго и третьего пиков, который присутствовал во многих расчетах нуклеосинтеза разных авторов. Отсутствие сдвига косвенно указывает на то, что периоды бета-распада в области г-процесса должны быть немного длиннее, чем прогнозировалось ранее.

Согласие между теоретической распространенностью, полученной с использованием глобальных прогнозов скоростей бета-распада, при нуклеосинтезе во внешних слоях маломассивной нейтронной звезды неплохое: все расчеты с разными глобальными данными по  $T_{1/2}$  —  $pn$ -RQRPA, QRPA и FAM — дают примерно одинаковую распространенность в области от первого до второго пиков. Это согласие закономерно, поскольку прогнозы периодов полураспада для области образующихся

ядер с  $60 < A < 150$  очень близки. Показано, что использование в расчетах нуклеосинтеза разных глобальных моделей бета-распада [21–23] приводит к формированию реалистичной структуры кривой распространенности химических элементов в слабом г-процессе, проходящем во внешней коре маломассивной нейтронной звезды при ее взрыве. И в отличие от нуклеосинтеза в сценарии слияния нейтронных звезд образование элементов в области от первого до второго пика слабо модельно-зависимо.

Сравнение расчетов  $T_{1/2}$  и  $P_n$  для различных локальных групп ядер [51], важных для нуклеосинтеза, с использованием модели DF3a + CQRPA, основанной на функционале Фаянса [15], показывает более высокую надежность расчетов ядерных характеристик по этому методу, и формирующаяся на его основе глобальная модель будет использована нами как в дальнейших расчетах нуклеосинтеза в развиваемых сценариях, так и в оценках не только модельной зависимости нуклеосинтеза, как в данной работе, но и для поиска групп ядер, наиболее сильно влияющих на образование элементов [52], что важно для планирования экспериментов по изучению короткоживущих ядер.

Автор благодарит И.Н. Борзова, Ю.С. Люто-станского и А.В. Юдина за полезные обсуждения. Исследование применимости глобальных расчетов периодов бета-распада к расчетам г-процесса было выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда, грант № 21-12-00061.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- J. J. Cowan, C. Sneden, J. E. Lawler, A. Aprahamian, M. Wiescher, K. Langanke, G. Martínez-Pinedo, and F.-K. Thielemann, *Rev. Mod. Phys.* **93**, 015002 (2021).
- И. В. Панов, Письма в Астрон. журн. **29**, 163 (2003).
- И. В. Панов, Ю. С. Лютостанский, *ЯФ* **83**, 349 (2020) [*Phys. At. Nucl.* **83**, 613 (2020)].
- E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, W. A. Fowler, and F. Hoyle, *Rev. Mod. Phys.* **29**, 547 (1957).
- P. A. Seeger, W. A. Fowler, and D. D. Clayton, *Astrophys. J. Suppl.* **11**, 121 (1965).
- C. Sneden, J. J. Cowan, I. I. Ivans, G. M. Fuller, S. Burles, T. C. Beers, and J. E. Lawler, *Astrophys. J.* **533**, L139 (2000).
- L. Hüdepohl, B. Müller, H.-T. Janka, A. Marek, and G. G. Raffelt, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 251101 (2010).
- С. И. Блинников и др., Письма в Астрон. журн. **10**, 422 (1984) [S. I. Blinnikov, I. D. Novikov, T. V. Perevodchikova, and A. G. Polnarev, *Astron. Lett.* **10**, 177 (1984)].
- F.-K. Thielemann, M. Eichler, I. V. Panov, and B. Wehmeyer, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **67**, 253 (2017).
- N. R. Tanvir, A. J. Levan, C. González-Fernández, O. Korobkin, I. Mandel, S. Rosswog, J. Hjorth, P. D'Avanzo, A. S. Fruchter, C. L. Fryer, T. Kangas, B. Milvang-Jensen, S. Rosetti, D. Steeghs, R. T. Wollaeger, Z. Cano, *et al.*, *Astrophys. J. Lett.* **848**, L27 (2017).
- D. Watson, C. J. Hansen, J. Selsing, A. Koch, D. B. Malesani, A. C. Andersen, J. P. U. Fynbo, A. Arcones, A. Bauswein, S. Covino, A. Grado, K. E. Heintz, L. Hunt, C. Kouveliotou, G. Leloudas, A. J. Levan, *et al.*, *Nature* **574**, 497 (2019).
- P. Moeller, J. R. Nix, and K.-L. Kratz, *At. Data Nucl. Data Tables* **66**, 131 (1997).
- I. N. Borzov, S. A. Fayans, and E. L. Trykov, *Nucl. Phys. A* **584**, 335 (1995).
- I. N. Borzov, *Nucl. Phys. A* **777**, 645 (2006).
- И. Н. Борзов, *ЯФ* **83**, 413 (2020) [I. N. Borzov, *Phys. At. Nucl.* **83**, 700 (2020)].
- K.-L. Kratz, K. Farouqi, and B. Pfeiffer, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **59**, 147 (2007).
- И. В. Панов, *ЯФ* **81**, 57 (2018) [I. V. Panov, *Phys. At. Nucl.* **81**, 68 (2018)].
- I. V. Panov, Yu. S. Lutostansky, and F.-K. Thielemann, *J. Phys.: Conf. Ser.* **665**, 012060 (2016).
- В. Г. Алексанкин, Ю. С. Лютостанский, И. В. Панов, *ЯФ* **34**, 1451 (1981).
- J. Krumlinde and P. Moeller, *Nucl. Phys. A* **417**, 419 (1984).
- E. M. Ney, J. Engel, and N. Schunck, *Phys. Rev. C* **102**, 034326 (2020).
- T. Marketin, L. Huther, and G. Martínez-Pinedo, *Phys. Rev. C* **93**, 025805 (2016).
- P. Moeller, B. Pfeiffer, and K.-L. Kratz, *Phys. Rev. C* **67**, 055802 (2003).
- I. V. Panov, *Book of Abstracts of the LXXXI International Conference "NUCLEUS-2021"*, Ed. by V. N. Kovalenko and E. V. Andronov (VVM, Saint Petersburg, 2021), p. 269.
- И. В. Панов, Ф.-К. Тилеманн, Письма в Астрон. журн. **29**, 508 (2003) [I. V. Panov and F.-K. Thielemann, *Astron. Lett.* **29**, 510 (2003)].
- И. В. Панов, И. Ю. Корнеев, Ф.-К. Тилеманн, Письма в Астрон. журн. **34**, 213 (2008) [I. V. Panov, I. Yu. Korneev, and F.-K. Thielemann, *Astron. Lett.* **34**, 189 (2008)].
- И. В. Панов, И. Ю. Корнеев, Ф.-К. Тилеманн, *ЯФ* **72**, 1070 (2009) [I. V. Panov, I. Yu. Korneev, and F.-K. Thielemann, *Phys. At. Nucl.* **72**, 1026 (2009)].
- S. Rosswog, U. Feindt, O. Korobkin, M.-R. Wu, J. Sollerman, A. Goobar, and G. Martínez-Pinedo, *Class. Quant. Grav.* **34**, 104001 (2017).
- S. Rosswog, T. Piran, and E. Nakar, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **430**, 2585 (2013).
- O. Korobkin, S. Rosswog, A. Arcones, and C. Winteler, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **426**, 1940 (2012).
- S. Rosswog, O. Korobkin, A. Arcones, F.-K. Thielemann, and T. Piran, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **439**, 744 (2014).



32. D. Martin, A. Perego, A. Arcones, F.-K. Thielemann, O. Korobkin, and S. Rosswog, *Astrophys. J.* **813**, 2 (2015).
33. С. И. Блинныеков, Д. К. Надежин, Н. И. Крамарев, А. В. Юдин, *Астрон. журн.* **98**, 379 (2021) [S. I. Blinnikov, D. K. Nadyozhin, N. I. Kramarev, and A. V. Yudin, *Astron. Rep.* **65**, 385 (2021)].
34. И. В. Панов, А. В. Юдин, *Письма в Астрон. журн.* **46**, 552 (2020) [I. V. Panov and A. V. Yudin, *Astron. Lett.* **46**, 518 (2020)].
35. И. В. Панов, А. В. Юдин, *ЯФ* **86**, 1 (2023) [I. V. Panov and A. V. Yudin, *Phys. At. Nucl.* **86**, 1 (2023)].
36. И. Ю. Корнеев, И. В. Панов, *Письма в Астрон. журн.* **37**, 930 (2011) [I. Yu. Korneev and I. V. Panov, *Astron. Lett.* **37**, 864 (2011)].
37. D. K. Nadyozhin, I. V. Panov, and S. I. Blinnikov, *Astron. Astrophys.* **335**, 207 (1998).
38. K. Langanke and G. Martinez-Pinedo, *Nucl. Phys. A* **673**, 481 (2000).
39. C. W. Gear, *Numerical Initial Value Problems in Ordinary Differential Equations* (Englewood Cliffs, New Jersey: Prentice-Hall, 1971).
40. S. I. Blinnikov and O. S. Bartunov, *Astron. Astrophys.* **273**, 106 (1993).
41. S. I. Blinnikov and N. V. Dunina-Barkovskaya, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **266**, 289 (1994).
42. Y. Aboussir, J. M. Pearson, A. K. Dutta, and F. Tondeur, *At. Data Nucl. Data Tables* **61**, 127 (1995).
43. P. Moeller, J. R. Nix, and K.-L. Kratz, *At. Data Nucl. Data Tables* **66**, 131 (1997).
44. T. Rauscher and F.-K. Thielemann, *At. Data Nucl. Data Tables* **75**, 1 (2000).
45. I. V. Panov, E. Kolbe, B. Pfeiffer, T. Rauscher, K.-L. Kratz, and F.-K. Thielemann, *Nucl. Phys. A* **747**, 633 (2005).
46. I. V. Panov, I. Yu. Korneev, T. Rauscher, G. Martinez-Pinedo, A. Kelic-Heil, N. T. Zinner, and F.-K. Thielemann, *Astron. Astrophys.* **513**, A61 (2010).
47. NuDat2, 2009, National Nuclear Data Center, <http://www.nndc.bnl.gov/nudat2/>
48. А. В. Юдин, Т. Л. Разинкова, С. И. Блинныеков, *Письма в Астрон. журн.* **45**, 893 (2020) [A. V. Yudin, T. L. Razinkova, and S. I. Blinnikov, *Astron. Lett.* **45**, 847 (2020)].
49. S. Rosswog *et al.*, *Astron. Astrophys.* **341**, 499 (1999).
50. M. Eichler, A. Arcones, A. Kelic, O. Korobkin, K. Langanke, T. Marketin, G. Martinez-Pinedo, I. Panov, T. Rauscher, S. Rosswog, C. Winteler, N. T. Zinner, and F.-K. Thielemann, *Astrophys. J.* **808**, 30 (2015).
51. P. Dimitriou, I. Dillmann, B. Singh, V. Piksaikin, *et al.*, *Nucl. Data Sheets* **3**, 144 (2021).
52. M. R. Mumpower, R. Surman, G. C. McLaughlin, and A. Aprahamian, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **86**, 86 (2016).

## IMPLEMENTATION OF GLOBAL BETA-DECAY RATE PREDICTIONS TO ASTROPHYSICAL MODELS

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

<sup>1)</sup>*NRC "Kurchatov Institute", Moscow, Russia*

<sup>2)</sup>*Moscow Institute of Physics and Technology (National Research University),  
Dolgoprudny, Russia*

In the present work the nucleosynthesis calculations for 2 different scenarios of neutron star merger were fulfilled. In calculations different global models of beta-decay: quasi-particle random phase approximation (QRPA), relativistic approximation of RPA (*pn*-RQRPA), and final amplitude method (FAM) were applied. It was shown that utilization of different beta-decay models in nucleosynthesis calculations leads to formation of realistic structure of the chemical elements' abundance curve. Opposite to the nucleosynthesis in neutron star merger scenario, in which neutron masses are approximately equal, formation of heavy elements in the matter of outer crust of neutron star during the explosion of low mass neutron star in the region from the first to the second peak weakly depends on the model. But in strong *r*-process the dependence of elements' abundance on beta-decay model is very strong. Systematic influence of beta-decay model on nucleosynthesis results was not found.