= ЯДРА =

МАССОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПРОДУКТОВ ДЕЛЕНИЯ И РАСПРОСТРАНЕННОСТЬ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР, ОБРАЗОВАННЫХ В r-ПРОЦЕССЕ

© 2021 г. И. В. Панов^{1),2)*}

Поступила в редакцию 28.02.2021 г.; после доработки 28.02.2021 г.; принята к публикации 28.02.2021 г.

Рассмотрены несколько моделей массового распределения продуктов деления, используемых в расчетах нуклеосинтеза тяжелых элементов. В частности, начиная с модели Кодама—Такаши с преимущественно асимметричным распределением и не учитывающей нейтроны деления до почти симметричных распределений продуктов деления с учетом множественности нейтронов деления, основанной на ядерной систематике. Для сценария г-процесса, развивающегося при слиянии нейтронных звезд, в веществе выброса было определено влияние моделей массового распределения продуктов деления и их параметров как на распространенность тяжелых ядер, так и на форму и положение пиков на кривой распространенности. Было оценено возможное увеличение вклада тройного деления при образовании тяжелых элементов дополнительно к бинарному.

DOI: 10.31857/S0044002721050123

1. ВВЕДЕНИЕ

Впервые процесс образования новых элементов в результате захвата нейтронов и последующего бета-распада был предложен в работе, известной как $\alpha\beta\gamma$ [1]. Основной механизм образования тяжелых элементов в быстром нуклеосинтезе, поддерживаемом многократным захватом нейтронов — r-процессе, одновременно с классификацией и других процессов образования новых элементов в природе, был предложен в работах Бэрбиджа с сотрудниками [2] и Кэмерона [3], а расчеты нуклеосинтеза в r-процессе впервые были сделаны позднее [4]. Быстрый нуклеосинтез (или г-процесс) происходит за счет многократного захвата нейтронов и последующих бета-распадов в веществе большой плотности и замораживании реакций с протонами и альфа-частицами. В этом процессе образуется более половины ядер тяжелее железа, в том числе актиниды.

С момента определения г-процесса было предложено много разных моделей, создающих условия для его протекания, однако взгляд на теорию гпроцесса стал принципиально меняться после наблюдений химического состава в спектрах очень старых звезд и открытия идентичности относительной распространенности г-элементов в Солнечной системе и в старых звездах [5]. Еще один сильный аргумент в пользу изменения взгляда на г-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, обзор [8]) и наблюдениями [9], что в джетах и в ветрах, образующихся в конце эволюции тесной двойной системы нейтронных звезд, создаются необходимые для развития г-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 г-элементы [9, 10]. И на сегодняшний день, хотя все возможности развития г-процесса в природе до конца не определены, процесс слияния нейтронных звезд считается одним из основных реальных сценариев, в которых идет синтез тяжелых элементов.

Наблюдениями установлено, что отношения [Eu/Fe] для очень старых звезд различаются на порядки, причем расхождение уменьшается для более молодых звезд (с увеличением металличности) [11]. Поскольку европий образуется исключительно в г-процессе, он является индикатором степени обогащения химических элементов изотопами, образованными в г-процессе. Более того, относительная распространенность тяжелых элементов,

¹⁾НИЦ "Курчатовский институт" — ИТЭФ, Москва, Россия.

²⁾НИЦ "Курчатовский институт", Москва, Россия.

^{*}E-mail: Igor.Panov@itep.ru

образованных в "сильном" г-процессе (т.е. в таком, когда образуются тяжелые элементы вплоть до урана), поразительно хорошо согласуется с наблюдениями распространенности химических элементов в Солнечной системе [12]. Этот факт в комбинации с большими различиями отношения [Eu/Fe] для звезд низкой металличности указывает, что существуют и другие сценарии, отвечающие за образование г-элементов при взрыве массивной звезды [13, 14].

Наличие г-элементов наблюдается почти во всех звездах [15, 16], однако для объяснения наблюдаемой распространенности тяжелых ядер очевидно, что существуют сценарии протекания "слабого" г-процесса, ответственного за синтез "легких" тяжелых элементов. Горячий нейтринный ветер от горячей нейтронной звезды может приводить к повышению концентрации свободных нейтронов, однако невысокая энтропия, характерная для ветра, не позволяет развиться сильному rпроцессу [17]. Еще одним источником г-элементов могут быть редкие взрывы сверхновых с магниторотационным механизмом взрыва [18, 19]. Такой механизм приводит к образованию полярных джетов с высокой концентрацией свободных нейтронов $(Y_e \leq 0.2)$, достаточных для протекания сильного r-процесса [20, 21], и может вносить значительный вклад в процесс образования тяжелых ядер на ранней стадии эволюции галактик.

Еще одним реальным механизмом создания условий для г-процесса является взрыв маломассивной сверхновой в конце эволюции тесной двойной системы двух нейтронных звезд существенно разных масс. К взрыву приводит быстрая потеря массы маломассивным компаньоном при сближении компонентов на последнем этапе эволюции системы и потеря равновесия маломассивным компонентом при достижении минимального предела массы, равного примерно 0.09 M_{\odot} (Панов и Юдин, 2020; Юдин и др., 2021) [22, 23].

Можно сказать, что все возможные сценарии г-процесса различаются только по длительности существования необходимых для его протекания условий — τ_R . Если время τ_R больше нескольких сотен миллисекунд — идет сильный г-процесс с обратной связью, который приводит к образованию источника новых зародышевых ядер, образующихся при делении актинидов как их продукты. Если продолжительность τ_R невелика — идет слабый гпроцесс с образованием так называемых легких тяжелых ядер, не тяжелее элементов кадмиевого пика.

Подробно эволюция характера протекания нуклеосинтеза и другие вероятные сценарии развития условий для г-процесса описаны в обзоре [14], а в настоящей работе мы будем рассматривать

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА том 84 № 5 2021

влияние массового распределения продуктов деления (МРПД) на распространенность тяжелых элементов, образованных в сильном г-процессе, на примере сценария слияния двух нейтронных звезд примерно одинаковой массы. Варианты развития такого сценария обсуждались ранее неоднократно [24–28].

В процессе слияния нейтронных звезд в быстро расширяющемся и остывающем веществе, характеризующемся низкими значениями отношения электронов к протонам Ye, создаются все условия для протекания основного r-процесса с сильной обратной связью (r-process with fission cycling). Количество тяжелых элементов, образованных в таком r-процессе, сильно зависит от различных прогнозируемых характеристик атомных ядер, влияние которых подробно обсуждалось неоднократно (см. [28] и цитирование там). По всей видимости (см., например, [25] и цитирование там), величина относительной распространенности тяжелых ядер сильнее зависит от ядерных данных, чем от массы нейтронных звезд в двойной системе [27]. В первую очередь результат сильно зависит от используемых прогнозов ядерных масс, определяющих не только границы области быстрого нуклеосинтеза, но и скорости реакций и периода бета-распада (T_{1/2}). Зависимость распространенности Y_A от массовых моделей и скоростей реакций известна и обсуждалась неоднократно (см., например, [29, 30] и цитирование там).

Нуклеосинтез в г-процессе идет в условиях высокой плотности нейтронов ($N_n > 10^{24}$ см $^{-3}$) в основном с образованием не изученных экспериментально нейтроноизбыточных ядер и при температурах $T_9 < 2$ ГК. В таких условиях скорости реакций с заряженными частицами очень сильно замедляются, что и определяет место нуклеосинтеза на карте ядер — вблизи границы нейтронной стабильности, в области ядер с энергиями связи нейтрона $S_n \leq 2$ МэВ. Поэтому скорости бета-распада, рассчитываемые теоретически, сильно модельно зависимы и также сильно влияют на распространенность образующихся тяжелых ядер. А для сильного r-процесса, в котором волна нуклеосинтеза доходит до области трансурановых ядер, становятся важными и прогнозируемые характеристики делящихся ядер, в первую очередь, массовое распределение продуктов деления.

Вопрос о распределении продуктов деления в гпроцессе стал актуальным после понимания важности деления для моделирования основного гпроцесса [31, 32]. В сильном г-процессе, характерном для слияния нейтронных звезд, устанавливается квазиравновесный ток ядер, обеспечиваемый 100% делением ядер в области актинидов и вовлечением продуктов деления опять в гпроцесс в качестве новых зародышевых ядер. При

этом распределение зародышевых ядер сильно зависит от модели деления, оказывая влияние на формирование количества ядер в первую очередь в области второго пика. Однако существующие модели массового распределения продуктов деления (см., например, [29]) были созданы и фитированы для описания экспериментально изученных распределений. Но прогнозирование МРПД для экзотических тяжелых ядер, не изученных экспериментально, требует или построения новых моделей, или экстраполяции существующих далеко в неизученную область. Поэтому разные модели дают для короткоживущих нейтроноизбыточных ядер сильно различающиеся прогнозы массового распределения продуктов деления, в частности, по симметрии распределения, количеству мгновенных нейтронов деления и ширин распределения. Одна из простых моделей распределения продуктов деления [33], применяющаяся в расчетах г-процесса, к сожалению, не учитывает нейтроны деления. Поэтому была создана простая бинарная модель [31], предполагающая преимущественное формирование одного из осколков с массой $A \sim 130$ [34] и учитывающая нейтроны деления. Модифицированная позднее, эта модель массового распределения продуктов деления FFDn (Fission Fragments Distribution, with Neutrons) [35] учитывает нейтроны деления, основываясь на ядерной систематике. Проведенные с ее помощью расчеты r-процесса [32, 36] показали хорошее согласие теоретической распространенности тяжелых элементов с наблюдениями при развитии основного r-процесса. В последние годы разрабатывались еще две модели: GEF [37], развиваемая Шмидтом с сотрудниками на смену более ранней модели ABLA [38] и основанная на методе Монте-Карло, и модель SPY [39], основанная на модификации известной модели Уилкинса [40]. Они использовались ограниченным числом авторов, а сравнение характера их влияния на распространенность тяжелых ядер [25, 28, 41] показало, что характер зависимости распространенности тяжелых ядер от модели МРПД изучен недостаточно. Использование этих моделей МРПД в расчетах r-процесса показало ряд их недостатков. Так, при применении моделей GEF и SPY в расчетах нуклеосинтеза [42] второй пик описывается не очень хорошо, возможно, из-за недостаточного учета мгновенных нейтронов деления, наличие которых уменьшает массу продуктов деления и улучшает согласие в теоретическом описании второго пика и наблюдений. В [43] был рассмотрен вклад МРПД в распространенность тяжелых ядер, полученных при разной длительности нуклеосинтеза, соответствующей разным сценариям, однако влияние распределения вторичных зародышевых ядер, зависящее от модели массового распределения продуктов деления, подробно не изучалось.

В настоящей работе влияние параметров имеющихся моделей МРПД на кривую распространенности тяжелых ядер, формирующуюся в г-процессе с сильным влиянием процессов деления, будет рассмотрено, в основном, на основе двух наиболее часто используемых моделей [35, 33] и одном основном сценарии [44].

В разд. 2 будут рассмотрены различные модели массового распределения продуктов деления МРПД. В разд. 3 для изучения зависимости конечной распространенности тяжелых ядер от модели МРПД будут проанализированы распространенности тяжелых ядер, полученные в г-процессе в сценарии слияния нейтронных звезд.

2. МАССОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПРОДУКТОВ ДЕЛЕНИЯ

До конца 20 в. деление в г-процессе практически либо не учитывалось, либо его учет чаще всего был формальным и схематичным. После того, как появились первые модели сценариев слияния нейтронных звезд, в которых условия для г-процесса поддерживаются в течение сотен миллисекунд и дольше, возможным становится протекание основного r-процесса и зацикливание (fission cycling) процесса нуклеосинтеза. Для таких расчетов потребовались новые ядерные данные, в том числе и для актинидов и трансактинидов, включая скорости разных типов деления и массовые распределения продуктов деления для делящихся экзотических ядер. Прогнозирование массового распределения продуктов деления зкзотических ядер-участников r-процесса стало более актуальным, когда в них возникла реальная необходимость — после развития моделей слияния нейтронных звезд. Появились модели массового распределения, различающиеся различными подходами [33, 35, 37-39, 45] и отличающиеся достаточно сильно по типу деления (симметричное или асимметричное), по множественности нейтронов деления и другим параметрам.

Как было показано недавно [28], разные массовые распределения ПД приводят к достаточно сильным различиям в распространенности тяжелых элементов. Использование разных моделей МРПД меняет теоретическую распространенность тяжелых ядер, образующихся в основном гпроцессе в области ядер с 140 < A < 160 и форму пиков, особенно $A_3 \sim 196$. Наиболее велико различие расчетов Y_A с использованием в расчетах прогнозов ядерных масс на основе капельной модели конечного радиуса действия (FRDM) [46]. При использовании прогнозов масс и барьеров деления на основе обобщенной модели с поправкой Струтинского (ETFSI) [47, 48] или модели Хартри— Фока [49] расхождения в области между пиками



Рис. 1. Сравнение модельных массовых распределений продуктов деления для изотопов ²³⁸U, ²⁶²Rf, ²⁹²Cf с разным избытком нейтронов (кривые) с экспериментом [50, 51] (крестики). Кривые: сплошная — ABLA-модель [38]; штрихпунктирная — модель Кодама-Такахаши [33]; штриховая — базовый вариант (№ 12) модели FFDn [35].

несколько уменьшаются, не сказываясь на форме теоретических выходов в области второго и третьего пиков распространенности тяжелых элементов.

Рассмотренные варианты (см. табл. 1) модели массового распределения продуктов деления FFDn [35] различались полушириной, формой распределения и различным учетом количества нейтронов деления или их отсутствием: 1) модель [35] со степенной зависимостью выхода осколков от массы, числом мгновенных нейтронов деления ν_n , достигающим 20 для делящихся ядер вблизи границы нейтронной стабильности (вариант № 12), рассматриваемого в дальнейшем как базовый; для сравнения с другими моделями был рассмотрен вариант 11 с ограниченным числом нейтронов деления; 2) то же, но с удвоенной шириной распределения [29] (вариант 14); 3) то же, что и в 1), но с гауссовым распределением осколков по массе (вариант 22) с модельным или ограниченным (вариант 21) числом мгновенных нейтронов деления; 4) параметризация модели FFDn, дающая распределение КТ-М, близкое к распределению Кодама-Такахаши [33] при ограничении числа мгновенных нейтронов деления (вариант 31), и отличающееся от него при определении числа мгновенных нейтронов деления согласно модели FFDn (вариант 32).

На рис. 1 показаны МРПД для нескольких вариантов моделей [33, 35, 38], неплохо описывающих экспериментально изученные ядра, но различающиеся для экзотических ядер по форме кривой МРПД, реализуя симметричное или асимметричное деление для разных групп ядер. Поразному приведенные на рисунке модели описывают и наличие мгновенных нейтронов деления от отсутствия [33] до увеличения их количества с увеличением избытка нейтронов при приближении к границе нейтронной стабильности [35, 38]. Подчеркнем, что две модели массового распределения продуктов деления, учитывающие мгновенные нейтроны деления, — феноменологическая модель FFDn [35] в параметризации как в работе [29], так и ABLA-модель [38] (см. рис. 1), приводят к близким значениям Y_A (см. также и рисунок в [29]). Они сходным образом описывают МРПД для большого числа изотопов, но их применение к расчетам гпроцесса приводит к недооценке выходов тяжелых элементов между вторым и редкоземельным пиками [28]. Зато третий пик описывается отлично. Расчеты МРПД по ABLA-модели до настоящего времени не опубликованы. Фактически дальнейшим развитием ABLA-модели стала полуэмпирическая модель GEF [37].

Напомним характерные особенности модели

Таблица 1. Номера вариантов массового распределения продуктов деления (МРПД) в зависимости от полуширины, наличия мгновенных нейтронов деления и типа функции распределения

	Параметры		
Модель	$\Delta\Gamma\sim\Gamma_0$	$\Delta\Gamma\sim\Gamma_0$	$\Delta\Gamma{\sim}2\Gamma_0$
	$\nu_n < 20$	$\nu_n < 4$	$\nu_n < 20$
FFDn, степенная функция	12	11	14
FFDn, нормальное распределение	22	21	
KT-M	32	31	



Рис. 2. Массовое распределение продуктов деления (МРПД) для ²⁶⁸ Сf (*a*) и ²⁹² Cf (б), согласно моделям: FFDn со степенной функцией и $\nu_n < 20$ (вариант 12) и $\nu_n < 5$ (вариант 11); KT-M с учетом нейтронов деления (вариант 32) и с ограничением по количеству нейтронов деления $\nu_n < 4$ (вариант 31); FFDn, но с параметризацией из работы [29] (вариант 14); FFDn, использующей нормальное распределение с учетом мгновенных нейтронов (вариант 22) и с ограничением на число нейтронов деления $\nu_n < 4$ (вариант 21). Приведено оригинальное распределение Кодама–Такахаши [33] — кривая *I* (с точками), произвольно нормировано. Обозначения кривых — номер варианта.

FFDn, подробно описанные ранее [35]: 1) Переход от асимметричного деления к симметричному (при A > 260): 2) Число нейтронов деления определялось на основе известных экспериментальных данных, и число нейтронов деления увеличивается линейно с ростом (N - Z) и A; 3) Распределение по Z не вводилось, заряд продуктов деления определялся как в [31, 35] согласно модели [34]. Для выявления влияния каждого из параметров модели на форму и положение пиков на кривой распространенности тяжелых элементов для двух моделей были рассмотрены различные варианты массового распределения FFDn с разной полушириной и разным максимальным числом мгновенных нейтронов деления с сохранением систематики (см. рис. 2). К сравнению была добавлена модель КТ-М, аналог известной модели КТ [33], дополненной учетом эмиссии нейтронов деления ν_n , величина которой рассматривалась нами как параметр, а максимальное значение числа мгновенных нейтронов ν_n изменялось от 4 до 20.

На рис. 2 для ²⁹²Сf и ²⁶⁸Сf приведены МРПД [33, 35] с разной параметризацией, различающиеся полушириной распределения и разным предельным числом мгновенных нейтронов деления. Значения параметров моделей представлены в табл. 1.

Из рисунка видно, что для сильно нейтроноизбыточных ядер искусственное уменьшение числа мгновенных нейтронов деления приводит к сдвигу пиков на кривых распределения ПД в область бо́льших значений массового числа А для обеих рассмотренных моделей.

3. РАСЧЕТ РАСПРОСТРАНЕННОСТИ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР

Чтобы исключить влияние сценария, мы рассмотрели г-процесс только в одном сценарии слияния нейтронных звезд, используя для расчета нуклеосинтеза код SYNTHeR [52] и исходные расчеты эволюции джетов нейтроноизбыточного вещества, полученных в известном сценарии СНЗ [44]. Чтобы исследовать влияние модели МРПД и их параметризации, в расчетах Y_A были использованы две разные модели [33, 35] с разной параметризацией (см. описание вариантов в табл. 1).

В расчетах основного г-процесса, рассматриваемого в настоящей работе, для масс и барьеров деления мы использовали прогнозы обобщенной модели Томаса—Ферми с поправкой Струтинского (ETFSI-Q)[47, 48], общепринятые скорости реакций [29, 53] и учитывали три моды деления: спонтанное, запаздывающее и вынужденное [52, 54]. Мы также учитывали эмиссию нейтронов как при бета-распаде, так и в результате деления (см. обсуждения влияния запаздывающих процессов в [55]).

Результаты расчетов — зависимость распространенности тяжелых элементов от используемой модели массового распределения продуктов деления — приведены на рис. 3. В процессе деления



Рис. 3. Зависимость распространенности тяжелых элементов от используемой модели массового распределения продуктов деления. Кривые: *1* — вариант модели МРПД № 12 (см. табл. 1 и рис. 2), число нейтронов пропорционально заряду и атомному числу: $\nu_n \sim (A - Z) < 20$; *2* — вариант 11 [29], как № 12, но $\nu_n < 4$; *3* — модель КТ-М, вариант 32, но $\nu_n < 20$; *5* — модель FFDn, вариант 14, в отличие от № 12 ширина резонансов увеличена вдвое; *6* — модель FFDn, вариант 21, в отличие от варианта 12 использующая нормальное распределение и $\nu_n < 4$; *7* — как кривая *6*, но $\nu_n < 20$.

синтезированных в г-процессе актинидов и трансактинидов образуются ядра-продукты деления с массовым числом 100 < A < 160, структура распределения которых будет рассмотрена ниже. Поэтому наиболее сильно различные прогнозы МРПД влияют на распространенность тяжелых элементов в области кадмиевого и редкоземельного пиков. Хорошо видно, что наиболее сильно массовая структура распределения ядер-продуктов деления влияет на УА в области второго пика, который даже раздваивается в случае применения модели, преимущественно приводящей к асимметричному делению, КТ-М (кривые 3 и 4). Заниженное число мгновенных нейтронов деления приводит к смещению второго пика в сторону от наблюдаемого пика (кривые 2, 6).

Изменение полуширины МРПД вдвое (сравним варианты 12 и 24; 32 и 34) не приводит к заметному изменению расчетных кривых Y_A . А учет множественности нейтронов по схеме модели FFDn приводит к лучшему описанию кадмиевого пика для любой модели МРПД [33, 35].

На рис. 4 приведено сравнение базового варианта МРПД по модели FFDn (№ 12) с другими вариантами, для которых скорости бета-распада были скорректированы согласно систематике, обсужденной ранее [35]. Такая коррекция приводит как к улучшению согласия наблюдений и расчетов, так и уменьшению влияния параметров моделей МРПД на формирование кадмиевого пика, сохранив тем не менее сильную зависимость от модели в области второго пика.

Результаты проведенных расчетов распространенности химических элементов (рис. 3, 4), образованных в г-процессе, подтвердили сильную зависимость величины YA от модели массового распределения продуктов деления, обсуждавшуюся нами ранее для другого сценария [28]. В рассмотренном в настоящей работе сценарии зависимость от модели оказалась сильнее, чем от параметров модели. Так, двукратное изменение ширин максимумов на кривой МРПЛ приводило лишь к незначительному изменению распространенности ядер, в основном с $A \sim 130$, и на рисунках не приводилось. Максимальное расхождение распространенности тяжелых ядер, полученное по разным моделям, достигалось в области 100 < A < 150, а не в области 140-169 [28] и прямо согласуется как с распределением ПД согласно рассмотренным моделям (рис. 2), так и с формированием вторичных зародышевых ядер (рис. 5).

На рис. 5 показана структура МРПД для базового варианта (№ 12), полученная интегрально как сумма выходов продуктов деления за весь период протекания нуклеосинтеза (рис. 5*a*). Кривые 3 и 4 показывают роль мгновенных нейтронов деления для распределения КТ-М. Видно, что это распределение в основном асимметрично и дает два осколка разной массы, симметричное же деление составляет малую долю и его роль незначительна. В обоих случаях (с учетом мгновенных нейтронов



Рис. 4. Расчеты *Y_A* в той же модели FFDn, как и на рис. 3, но с поправкой скоростей бета-распада [35]. Обозначения кривых *1*, *3*, *4* — как и на рис. 3.



Рис. 5. a — Распределение вторичных зародышевых ядер Y_A в зависимости от модели (обозначения кривых 1, 3, 4 — как и на рис. 3), 6 — вклад в итоговую кривую продуктов деления Y_A для модели FFDn (сплошная кривая 1), запаздывающего деления (штриховая кривая), вынужденного деления (штриховая с длинным штрихом) и спонтанного деления (штрихпунктирная).

деления и без) модель КТ-М не позволяет добиться хорошего согласия с наблюдениями для ядер, формирующих пик A_2 . Напротив, модель [35] приводит в основном к симметричному делению, поскольку деление происходит преимущественно в области трансурановых элементов с A > 260 и за счет вынужденного деления. На рис. 56 для базового

варианта показан вклад различных мод деления, подробно рассмотренных нами ранее [52, 54].

В последние годы появились работы как экспериментальные [56, 57], так и теоретические [58, 59], указывающие на достаточно большую массу осколка при тройном делении — сравнимую с массой осколков при бинарном делении. При



Рис. 6. Влияние тройного деления на образование в г-процессе тяжелых ядер в сценарии слияния нейтронных звезд одинаковой массы. Кривые: *1* — тройное деление, $A_1 = A_2 = A_3$; *2* — тройное деление, $A_1 = A_2$; $A_3 = 48$; *3* — тройное деление, $A_1 = A_2$; $A_3 = 28$; *4* — включено только бинарное деление, базовая модель FFDn, вариант № 12.

тройном или истинно тройном делении (деление на три осколка примерно равной массы) [60] образуются продукты деления с атомным номером A меньше 130 [29, 61, 62], что при большой вероятности тройного деления может заметно изменить распространенность тяжелых элементов, образующихся в r-процессе. Деление на три или четыре осколка наблюдается экспериментально с 1947 г. [63]. Опираясь на теоретические оценки возможности деления на *n* осколков (тройное деление при n = 3) [64], тройное деление становится более энергетически выгодным при значении параметра делимости $Z^2/A > 0.61$ [65] (что характерно для сильно нейтроноизбыточных трансурановых ядер). Эксперименты с тяжелыми ионами [61] показали, что вероятность тройного деления может быть того же порядка, что и бинарного, а массы осколков деления при этом могут быть близки. Известные результаты экспериментов [62, 63] и теоретические оценки [59] дают основание полагать, что при делении сильно нейтроноизбыточных ядер (когда энергия бета-распада велика ($Q_{\beta} \sim 12 - 15 \text{ M}$ эB) и становится сравнима с оболочечными поправками) вероятность тройного деления может значительно увеличиться.

Хотя вероятность тройного деления для экспериментально изученных ядер на порядки меньше, чем бинарного [61, 62], но для ядер с A > 260 вблизи границы нейтронной стабильности деление на три фрагмента энергетически возможно и может происходить [66], а вероятность тройного деления может быть сравнима с вероятностью бинарного и может давать существенный вклад в Y_A . Поэтому

в наших расчетах г-процесса мы рассмотрели присутствие тройного деления [67] с массами осколков, близкими к экспериментально наблюдаемым [56, 57] и теоретически рассмотренным [59, 60]. На рис. 6 показано влияние тройного деления на образование в г-процессе тяжелых ядер в сценарии слияния нейтронных звезд одинаковой массы при разных массах третьего осколка: 1) истинно тройное деление (кривая 1 на рис. 6) и другие варианты тройного деления, когда: 2) $A_3 = 48, A_2 = A_1$ (кривая 2); 3) $A_3 = 28, A_2 = A_1$ (кривая 3). Видно, что при сравнимом с бинарным выходом третьего осколка, итоговая кривая распространенности может хорошо объяснить наблюдаемое количество тяжелых элементов в области от пика $A \sim 80$ до пика $A \sim 196$, без привлечения дополнительных сценариев.

Настоящие [62, 63] и планируемые эксперименты, также как и предсказания теории [64], должны прояснить этот вопрос и, если вероятность тройного деления таких ядер будет порядка вероятности бинарного деления, учет их в расчетах rпроцесса может значительно улучшить согласие теоретических прогнозов распространенности тяжелых ядер с наблюдениями, особенно в области ядер с A < 130. Но даже без учета вклада тройного деления при делении сильно нейтроноизбыточных актинидов можно сказать, что влияние модели массового распределения продуктов бинарного деления на образование элементов в г-процессе велико [63] и модели с симметричным делением ядер с массой A > 260 [29] описывают распространенность г-элементов лучше, чем другие модели, типа модели КТ-М. Некоторое различие в прогнозируемых распространенностях Y_A , полученное в [28] при использовании прогнозов по разным моделям МРПД, отличается от полученных в настоящей работе скорее всего из-за различных сценариев, разных алгоритмов в кодах нуклеосинтеза и разных модификациях баз ядерных данных.

4. ОБСУЖДЕНИЕ

Прежде чем подвести итоги исследования влияния феноменологических моделей на результаты образования тяжелых ядер, необходимо упомянуть о результатах изучения влияния на распространенность тяжелых элементов других моделей массового распределения [37, 39], рассмотренных в работе [41], а также некорректный анализ FFDnмодели, проведенный там. Для прояснения вопроса отметим следующее: 1) начиная со схемы, предложенной нами [31], мы подчеркивали, что феноменологические модели используются тогда, когда отсутствуют или несовершенны модели, последовательно учитывающие физику процессов. Самый простой пример — модели бета-распада, когда до наших дней для расчетов периодов полураспада сильно нейтроноизбыточных ядер используются простейшие феноменологические модели наряду с микроскопическими; 2) критика нашей модели в части определения множественности нейтронов при делении некорректна и необоснованна. Минимальное количество свободных нейтронов на одно деление u_n в нашей модели равно 2 и может достигать 20 для некоторых изотопов на границе нейтронной стабильности. В среднем для трансурановых ядер в области г-процесса согласно нашей модели $\nu_n = 10 - 12$ и мало отличается от значений, приводимых в работе [41] (см. u_n на рис. 11 для полуэмпирической модели GEF [37] и модели SPY [39], согласно которым $\nu_n > 9$ для большого числа изотопов с Z > 95); 3) сравнение распространенности тяжелых элементов было проведено для моделей GEF [37] и SPY [39] для двух значений множественности мгновенных нейтронов деления $\nu_n = 0$ и 20. Результат расчета с максимальным значением $\nu_n = 20$ ассоциировался с результатами по нашей [35] модели, что неверно (см., в частности, пункт 2); 4) смещение и сужение пика A_3 (см. рис. 22 из [43]) вызвано не изменением множественности нейтронов (множественность нейтронов может влиять на второй пик или на пик редкоземельных элементов), а скорее изменением скорости нуклеосинтеза, вызванного образованием других ядер-продуктов деления с иными скоростями бета-распада и радиационного захвата нейтронов (см. рис. 3, 4 в работе [68], посвященной этому вопросу); 5) если сравнить величину влияния МРПД на распространенность

тяжелых элементов, проделанное нами и группой Горилого [41], можно сказать, что погрешности в распространенности Y_A , возникающие от неточности прогнозирования МРПД, сравнимы с погрешностью определения ядерных масс и барьеров деления. Поэтому усилия в определении массы и заряда продуктов деления, как и множественности нейтронов деления, актуальны и необходимы, как и дальнейшее развитие моделей, в том числе и модели GEF (названной авторами полуэмпирической и частично основанной на моделировании методом Монте-Карло).

В заключение можно сказать, что в рамках одного рассмотренного сценария - слияния нейтронных звезд и рассмотренных моделей массовых распределений продуктов деления [33, 35], различающихся шириной распределения, количеством мгновенных нейтронов деления и различием областей ядер, подверженных симметричному и асимметричному делению, влияние модели массового распределения продуктов деления на образование широкого диапазона ядер значительно, причем смена модели МРПД влияет на распространенность образующихся тяжелых ядер много сильнее, чем изменение параметров в рамках одной модели. Среди рассмотренных моделей модель МРПД [35] со значениями параметров из варианта 12 лучше описывает "наблюдаемую" кривую УА по крайней мере по следующим причинам, основанным на увеличении количества нейтронов деления: в связи с тем, что число нейтронов нарастает с ростом массового номера и заряда, а их испарение происходит интенсивнее из более нейтроноизбыточных продуктов деления, уменьшая массовое число; ширины распределения для каждого продукта деления уменьшаются, а сами атомные числа смещаются в сторону меньших атомных масс: в результате масса легкого осколка деления после эмиссии нейтронов почти всегда меньше 130, а атомное число тяжелого осколка хотя и уменьшается, но всегда около 130, поскольку в модели определено, что заряд тяжелого осколка близок к 50 [34]. Еще одно важное обстоятельство, свидетельствующее в пользу моделей МРПД, в которых преобладает симметричное деление, состоит в том, что основной канал деления в r-процессе — это вынужденное деление [32, 35, 36, 52, 54], а, как давно известно [69], МРПД при вынужденном делении существенно отличается от МПРД при спонтанном делении, являясь в основном симметричным. Это объясняется тем, что энергия возбуждения составного ядра сравнима или много больше энергии связи нейтрона. Что, собственно, и заложено в модель [35], в которой актиниды с A > 260 делятся симметрично.

Разные модели при больших экстраполяциях вплоть до границы нейтронной стабильности в области актинидов могут иметь большие расхождения, которые могут быть устранены еще не скоро, поскольку проведение экспериментов для сильно нейтроноизбыточных ядер — сложная и дорогостоящая задача, а физика деления остается пока модельно-зависимой. Альтернативой существующим феноменологическим моделям может быть модель с увеличением доли тройного деления и массы третьего осколка, на что указывают как экспериментальные [56, 57], так и теоретические [58, 59] работы.

Автор благодарен Ф.-К. Тилеманну и М. Эйхлеру за плодотворные обсуждения физических процессов, влияющих на формирование пиков на кривой распространенности тяжелых ядер, и И. Корнееву за помощь в расчете распределения вторичных зародышевых ядер. Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 18-29-021019-мк.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. R. A. Alpher, H. Bethe, and G. Gamov, Phys. Rev. 73, 803 (1948).
- 2. E. M. Burbridge, G. R. Burbridge, W. A. Fowler, and F. Hoyle, Rev. Mod. Phys. **29**, 547 (1957).
- 3. A. G. W. Cameron, PASP 69, 201 (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. Lett. 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. Д. Новиков, Т. В. Переводчикова, А. Г. Полнарев, Письма в Астрон. журн. 10, 422 (1984) [Sov. Astron. Lett. 10, 177 (1984)].
- F.-K. Thielemann, M. Eichler, I. V. Panov, and B. Wehmeyer, Annu. 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).
- 11. J. J. Cowan and F.-K. Thielemann, Phys. Today 57, 47 (2004).
- C. Sneden, J. E. Lawler, J. J. Cowan, I. I. Ivans, and E. A. Den Hartog, Astrophys. J. Suppl. 182, 80 (2009).
- 13. C. Sneden, J. J. Cowan, and R. Gallino, Annu. Rev. Astron. Astrophys. 46, 241 (2008).
- 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).

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА том 84 № 5 2021

- 15. S. Honda, W. Aoki, Y. Ishimaru, and S. Wanajo, Astrophys. J. **666**, 1189 (2007).
- 16. I. U. Roederer, Astron. J. 145, 26 (2013).
- 17. G. Martínez-Pinedo, T. Fischer, A. Lohs, and L. Huther, Phys. Rev. Lett. 109, 251104 (2012).
- 18. G. S. Bisnovatyi-Kogan, Astron. Zh. 47, 813 (1970).
- 19. A. Burrows, L. Dessart, E. Livne, C. D. Ott, and J. Murphy, Astrophys. J. **664**, 416 (2007).
- 20. S. Nishimura, K. Kotake, M.-A. Hashimoto, S. Yamada, N. Nishimura, S. Fujimoto, and K. Sato, Astrophys. J. **642**, 410 (2006).
- C. Winteler, R. Käppeli, A. Perego, A. Arcones, N. Vasset, N. Nishimura, M. Liebendörfer, and F.-K. Thielemann, Astrophys. J. Lett. **750**, L22 (2012).
- 22. И. В. Панов, А. В. Юдин, Письма в Астрон. журн. **46**, 552 (2020) [Astron. Lett. **46**, 518 (2020)].
- С. И. Блинников, Д. К. Надёжин, Н. И. Крамарев, А. В. Юдин, Астрон. журн. (2021) (принята к печати).
- S. Rosswog, M. Liebendörfer, F.-K. Thielemann, M. B. Davies, W. Benz, and T. Piran, Astron. Astrophys. 341, 499 (1999).
- 25. O. Korobkin, S. Rosswog, A. Arcones, and C. Winteler, MNRAS **426**, 1940 (2012).
- A. Bauswein, S. Goriely, and H.-T. Janka, Astrophys. J. 773, 78 (2013).
- 27. S. Rosswog, O. Korobkin, A. Arcones, F.-K. Thielemann, and T. Piran, MNRAS **439**, 744 (2014).
- M. Eichler, A. Arcones, A. Kelic, O. Korobkin, K. Langanke, T. Martinez-Pinedo, I. Panov, T. Rauscher, S. Rosswog, C. Winteler, N. T. Zinner, and F.-K. Thielemann, Astrophys. J. 808, 30 (2015).
- 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).
- 30. I. V. Panov, Phys. At. Nucl. 79, 159 (2016).
- 31. I. V. Panov, C. Freiburghaus, and F.-K. Thielemann, Nucl. Phys. A **688**, 587 (2001).
- 32. I. V. Panov and F.-K. Thielemann, Nucl. Phys. A **718**, 647 (2003).
- T. Kodama and K. Takahashi, Nucl. Phys. A 239, 489 (1975).
- M. G. Itkis, V. N. Okolovich, and G. N. Smirenkin, Nucl. Phys. A 502, 243c (1989).
- И. В. Панов, И. Ю. Корнеев, Ф.-К. Тилеманн, Письма в Астрон. журн. 34, 213 (2008) [Astron. Lett. 34, 189 (2008)].
- И. В. Панов, Ф.-К. Тилеманн, Письма в Астрон. журн. 30, 711 (2004) [Astron. Lett. 30, 647 (2004)].
- 37. K.-H. Schmidt and B. Jurado, Phys. Proc. **31**, 147 (2012).
- 38. A. Kelic, N. Zinner, E. Kolbe, K. Langanke, and K.-H. Schmidt, Phys. Lett. B **616**, 48 (2005).
- S. Panebianco, J.-L. Sida, H. Goutte, J.-F. Lemâtre, N. Dubray, and S. Hilaire, Phys. Rev. C 86, 064601 (2012).
- 40. B. D. Wilkins, E. P. Steinberg, and R. R. Chasman, Phys. Rev. C 14, 1832 (1976).

- 41. S. Goriely, Eur. Phys. J. A **51**, 22 (2015).
- S. Goriely, J.-L. Sida, J.-F. Lemaître, S. Panebianco, N. Dubray, S. Hilaire, A. Bauswein, and H.-T. Janka, Phys. Rev. Lett. 111, 242502 (2013).
- S. Shibagaki, T. Kajino, G. J. Mathews, S. Chiba, S. Nishimura, and G. Lorusso, arXiv: 1505.02257 [astro-ph.SR].
- 44. C. Freiburghaus, S. Rosswog, and F.-K. Thielemann, Astrophys. J. **525**, L121 (1999).
- S. Tatsuda, K. Yamamoto, T. Asano, M. Ohta, T. Wada, H. Chiba, H. Koura, T. Maruyama, T. Tachibana, K. Kajino, K. Sumiyoshi, and K. Otsuki, AIP Conf. Proc. **1016**, 469 (2008).
- P. Möller, J. R. Nix, W. D. Myers, and W. J. Swiatecki, At. Data Nucl. Data Tables 59, 185 (1995).
- 47. Y. Aboussir, J. M. Pearson, A. K. Dutta, and F. Tondeur, At. Data Nucl. Data Tables 61, 127 (1995).
- 48. J. M. Pearson, R. C. Nayak, and S. Goriely, Phys. Lett. B **387**, 455 (1996).
- 49. S. Goriely, S. Hilaire, and A. J. Koning, Astron. Astrophys. **487**, 767 (2008).
- 50. S. Nagy, K. F. Flynn, J. E. Gindler, J. W. Meadows, and L. E. Glendenin, Phys. Rev. C 17, 163 (1978).
- M. R. Lane, K. E. Gregorich, D. M. Lee, M. F. Mohar, M. Hsu, C. D. Kacher, B. Kadkhodayan, M. P. Neu, N. J. Stoyer, E. R. Sylwester, J. C. Yang, and D. C. Hoffman, Phys. Rev. C 53, 2893 (1996).
- 52. И. Ю. Корнеев, И. В. Панов, Письма в Астрон. журн. **37**, 930 (2011) [Astron. Lett. **37**, 864 (2011)].
- P. Möller, B. Pfeiffer, and K.-L. Kratz, Phys. Rev. C 67, 055802 (2003).
- 54. И. В. Панов, И. Ю. Корнеев, Г. Мартинец-Пинедо, Ф.-К. Тилеманн, Письма в Астрон. журн. **39**, 173 (2013) [Astron. Lett. **39**, 150 (2013)].
- M. R. Mumpower, G. C. McLaughlin, and R. Surman, Phys. Rev. C 86, 035803 (2012).

- Yu. V. Pyatkov, D. V. Kamanin, A. A. Alexandrov, I. A. Alexandrova, Z. I. Goryainova, V. Malaza, N. Mkaza, E. A. Kuznetsova, A. O. Strekalovsky, O. V. Strekalovsky, and V. E. Zhuchko, Phys. Rev. C 96, 064606 (2017).
- 57. Yu. V. Pyatkov, D. V. Kamanin, J. E. Lavrova, N. Mkaza, V. Malaza, and A. O. Strekalovsky, J. Phys.: Conf. Ser. **863**, 012046 (2017).
- 58. A. V. Karpov, Phys. Rev. C 94, 064615 (2016).
- 59. A. V. Karpov, V. I. Zagrebaev, and W. Greiner, EPJ Web Conf. **17**, 10002 (2011).
- 60. Tsien San-Tsiang, Ho Zan-Wei, R. Chastel, and L. Vigneron, Phys. Rev. **71**, 382 (1947).
- V. P. Perelygin, N. H. Shadieva, S. P. Tretiakova, A. H. Boos, and R. Brandt, Nucl. Phys. A 127, 577 (1969).
- I. Tsekhanovich, Z. Büyükmumcu, M. Davi, H. O. Denschlag, F. Gönnenwein, and S. F. Boulyga, Phys. Rev. C 67, 034610 (2003).
- 63. H. Diehl and W. Greiner, Nucl. Phys. A **229**, 29 (1974).
- 64. W. J. Swiatecki, Phys. Rev. 101, 651; 104, 993 (1956).
- 65. Л. Уилетс, *Теория ядерного деления* (Атомиздат, Москва, 1967), с. 111.
- I. V. Panov, E. Kolbe, B. Pfeiffer, T. Rauscher, K.-L. Kratz, and F.-K. Thielemann, Nucl. Phys. A 747, 633 (2005).
- I. V. Panov and I. Yu. Korneev, in *Proceedings of* the International Symposium on Exotic Nuclei (EXON-2018), Ed. by Yu. E. Penionzhkevich and Yu. E. Sobolev (World Sci., Singapore, 2020), p. 318.
- И. В. Панов, Ю. С. Лютостанский, ЯФ 83, 349 (2020) [Phys. At. Nucl. 83, 613 (2020)].
- 69. R. Vandenbosch and J. R. Huizenga, *Nuclear Fission* (Acad. Press, New York and London, 1973), p. 179.

FISSION FRAGMENTS' DISTRIBUTION AND HEAVY NUCLEI ABUNDANCE, PRODUCED IN THE r-PROCESS

I. V. Panov^{1),2)}

¹⁾ NRC "Kurchatov Institute" — ITEP, Moscow, Russia
²⁾ National Research Center "Kurchatov Institute", Moscow, Russia

Some models of fission fragments' distribution utilized in nucleosynthesis calculations of heavy elements were considered. We examined different distributions since Kodama–Takahashi model, with mainly asymmetric fission fragments' distribution not considered fission neutrons till models with almost symmetric distributions with taking into account fission neutrons. For the r-process developing in ejecta from neutron stars merger scenario the influence of fission fragments distribution models and their parameters on the abundances of heavy nuclei and the height and positions of abundance peaks were defined. Also the possible increasing of triple fission contribution in formation of heavy elements in addition to binary fission was evaluated.