

ЗАВИСИМОСТЬ РЕЗУЛЬТАТОВ НУКЛЕОСИНТЕЗА ОТ УРАВНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ ВЕЩЕСТВА НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЫ

© 2023 г. А. Ю. Игнатовский^{1),2)*}, И. В. Панов^{1),2)**}, А. В. Юдин^{1)***}

Поступила в редакцию 14.04.2023 г.; после доработки 15.05.2023 г.; принята к публикации 16.05.2023 г.

Приведены результаты расчетов нуклеосинтеза тяжелых элементов при взрыве маломассивной нейтронной звезды, которая образуется в результате обмена веществом на последних стадиях эволюции тесной двойной системы нейтронных звезд с большой начальной асимметрией масс. Рассмотрено два варианта сценария, различающихся разными аппроксимациями уравнения состояния вещества нейтронной звезды — BSk22 и BSk25, использование которых приводило к разной динамике разлета оболочек маломассивной нейтронной звезды. Показано, что характер распространения ударной волны и распространенность тяжелых элементов, образованных во внутренних слоях внешней коры с $0.29 < Y_e < 0.45$, для этих двух сценариев различны, хотя состав внешней коры перед взрывом различается незначительно. Указанные различия в сценариях приводят к заметной разнице рассчитанных распространенностей тяжелых элементов как в этих слоях, так и во всей рассмотренной части внешней коры.

DOI: 10.31857/S0044002723050215, EDN: IDNDKV

1. ВВЕДЕНИЕ

В последние годы конец эволюции тесной системы нейтронных звезд (НЗ), особенно после наблюдения процесса их слияния [1] и подтверждения наличия лантанидов в спектрах килоновой [2], является основным сценарием для нуклеосинтеза тяжелых элементов. В общепринятой модели результатом взаимодействия двух НЗ является слияние (merging) [3–5] с образованием одной массивной нейтронной звезды или черной дыры и одновременным выбросом части вещества в виде джетов. Причем массы НЗ в такой модели сравнимы и, как правило, немного больше солнечной.

Но если массы нейтронных звезд значительно различаются, может реализоваться сценарий обдираания (stripping) [6], в котором при сближении компонент системы нейтронная звезда меньшей массы первой переполняет свою полость Роша и ее вещество начинает перетекать на более массивный компаньон. В результате такого процесса маломассивная нейтронная звезда может уменьшиться до нижнего предела масс НЗ (порядка $0.1M_\odot$, см., например, Хензель и др. 2007 [7]) и взорваться, с образованием гамма-всплеска [8, 9] и полным разрушением маломассивного компаньона.

Интерес к модели обдираания значительно усилился после первой в истории совместной идентификации гравитационного сигнала GW170817 и гамма-всплеска GRB170817A [10], наблюдения которых показали, что многие параметры этого пекулярного гамма-всплеска лучше объясняются именно в модели обдираания (см. обсуждение в [11, 12]), а не в сценарии слияния.

Модель обдираания интересна еще и тем, что количество выбрасываемого в окружающую среду нейтроноизбыточного вещества, обогащенного тяжелыми элементами, равно $M \sim 0.1M_\odot$, что на порядок превышает массу джетов, образующихся в классическом сценарии слияния нейтронных звезд [13]. Поэтому даже если сценарий обдираания и реализуется относительно редко (см. распределение масс в двойных системах НЗ в [14]), он тем не менее может давать значительный вклад в общий процесс образования тяжелых элементов.

Настоящая статья является логическим продолжением нашей работы [15], в которой впервые был рассчитан нуклеосинтез, сопровождающий взрыв маломассивной НЗ. При нуклеосинтезе в таком сценарии образуется значительное количество тяжелых элементов, причем вся их масса выбрасывается в окружающую среду и увеличивает ее металличность. Влияние магнитного поля на результаты нуклеосинтеза, обсуждавшееся, в частности, в работе [16], не учитывалось, поскольку в данном сценарии, в отличие от магнетаров, магнитное поле мало. Отметим, что недавнее рассмотрение сценария взрыва маломассивной НЗ в работе [17]

¹⁾НИЦ “Курчатовский институт”, Москва, Россия.²⁾Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Долгопрудный, Россия.

*E-mail: Lirts@phystech.edu

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

***E-mail: Yudin@itep.ru

(см. также [18]) подтверждает результаты наших расчетов [15].

Основной нашей задачей в данной работе является получение ответа на вопрос о влиянии используемого уравнения состояния (УрС) на результаты нуклеосинтеза. Статья устроена следующим образом: после краткой ссылки на используемые модели уравнения состояния (разд. 2) кратко описаны результаты гидродинамического моделирования взрыва маломассивной НЗ (ММНЗ) с использованием разных вариантов уравнения состояния [19] (разд. 3). В разд. 4 рассмотрены результаты нуклеосинтеза во внешней коре маломассивной НЗ.

2. УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ

Уравнение состояния вещества необходимо для моделирования взрыва нейтронной звезды и получения реалистичных траекторий для последующих расчетов нуклеосинтеза. Различных уравнений состояния на сегодняшний день достаточно много [20], и все они дают различные предсказания относительно таких, например, характеристик нейтронной звезды, как ее масса, радиус и структура. Поэтому крайне важно понять, как эта неоднозначность в выборе УрС может повлиять на параметры взрыва НЗ и на результаты сопутствующего нуклеосинтеза.

В нашей работе мы опирались на расчеты Пирсона и др. (2018) [19], в которых рассмотрены несколько различных новых аппроксимаций уравнения состояния вещества, основанных на семействе массовых моделей, полученных с помощью метода Хартри—Фока—Боголюбова [21], фитированных с использованием известных ядерных масс (AME2012) [22] и основанных на реалистичных выражениях ядерных сил. Для каждой модели рассчитывались состав, зависимость давления от плотности и т.п. для различных областей нейтронной звезды.

Для оценки влияния модели описания ядерной материи мы рассмотрели два функционала из предложенных Пирсоном и Потехиным [19] — BSk22 и BSk25, приводящих к максимальным различиям в уравнении состояния, особенно для относительно малых плотностей. Оба эти уравнения состояния удовлетворяют наблюдательным ограничениям на максимальную массу НЗ: $M_{\max} = 2.264M_{\odot}$ для BSk22 и $M_{\max} = 2.224M_{\odot}$ для BSk25 [19].

3. ВЗРЫВ МАЛОМАССИВНОЙ НЗ

Взрыв нейтронной звезды минимальной массы — ключевой этап в эволюции модели обдирания. Расчеты Кольпи и др. [23], Блиникова и др. [9] и Сумиоши и др. [18] заложили основу нашего понимания процессов, происходящих при взрыве.

В нашей работе мы будем следовать статье [24], в которой подробно изложен подход к расчету взрыва НЗ минимальной массы (НЗММ). Мы используем уравнения релятивистской гидродинамики совместно с УрС, которое состоит из холодной части, описываемой одной из выбранных аппроксимаций (BSk22 или BSk25), и горячей части, описывающей вклад идеального газа и излучения.

Помимо прочего, холодная компонента УрС определяет начальную структуру НЗММ. На рис. 1 показаны зависимости логарифма плотности $\lg \rho$ от радиальной координаты r , рассчитанные с помощью уравнения состояния BSk22 (а) и BSk25 (б). На верхней оси также показаны соответствующие значения лагранжевой (массовой) координаты m (в единицах массы Солнца $M_{\odot}$). На правой оси показано значение электронной доли Y_e вещества звезды для соответствующего слоя.

В центре маломассивной нейтронной звезды находится ядро, состоящее из ядерного вещества (зона “nuclear matter” на рис. 1). Ядро окружено внутренней корой (зона “exotic nuclei” на рис. 1), структура которой может очень сильно зависеть от применяемых ядерных моделей. Внутренняя кора состоит как из сферических гиперядер, погруженных в море свободных нейтронов [25], так, возможно, и из экзотических ядерных конфигураций типа “лазанья”, “паста” и т.п. [26, 27]. Эта область НЗ заканчивается на радиусе чуть большем 10 км.

Внешняя кора, имеющая значительно меньшую плотность, простирается почти на 300 км. Уравнение состояния для внешней коры достаточно хорошо известно. Внешняя кора маломассивной нейтронной звезды перед взрывом состоит из последовательности монослоев ядерных слоев [28], начиная от сильно нейтроноизбыточных изотопов на внутренней части внешней коры, до ^{56}Fe на поверхности. Состав монослоев внешней коры для обеих моделей приведен в табл. 1. Слои на рис. 1 отделены вертикальными линиями, а цифры указывают номер слоя внешней коры от поверхностного до внутреннего. Параметры слоев внешней коры с использованием уравнения состояния BSk22 (а) приведены в табл. 2. Структура звезды при использовании функционала BSk25 (б) аналогична, параметры ее слоев приведены в табл. 3.

Результаты гидродинамических расчетов процесса взрывного разрушения нейтронной звезды минимальной массы были использованы для определения характера протекающего при этом нуклеосинтеза и вычисления распространенности образующихся тяжелых элементов вдоль характерных траекторий. Поскольку изменение структуры вещества при взрывной декомпрессии ядра и внутренней коры до сих пор не до конца определены (см. обсуждение в [17]), мы рассмотрели нуклеосинтез

Таблица 1. Состав монослоев для моделей BSk22 (I) и BSk25 (II)

	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18
I	^{56}Fe	^{62}Ni	^{64}Ni	^{66}Ni	^{86}Kr	^{84}Se	^{82}Ge	^{80}Zn	^{76}Ni	^{78}Ni	^{80}Ni	^{124}Mo	^{122}Zr	^{121}Y	^{122}Sr	^{124}Sr	^{126}Sr	^{128}Sr
II	^{56}Fe	^{62}Ni	^{64}Ni	^{66}Ni	^{86}Kr	^{84}Se	^{82}Ge	^{80}Zn	^{78}Ni	^{126}Ru	^{124}Mo	^{122}Zr	^{121}Y	^{120}Sr	^{122}Sr			

Таблица 2. Параметры траекторий внешней коры, модель BSk22 [19]

№ трека	№ слоя*	Состав слоя	$T_9^{\max}(t)$	$\lg[\rho^{\max}(t)]$	Y_e	$r_{\min}$	$r_{\max}$	$\Delta M, 10^{-4} M_{\odot}$	$\sum \Delta M, 10^{-4} M_{\odot}$
1	18	^{128}Sr	0.98	11.64	0.297	12.22	12.43	0.884	0.884
2	17	^{126}Sr	1.19	11.60	0.302	12.43	12.74	1.25	2.134
3	16	^{124}Sr	1.39	11.56	0.306	12.74	12.95	0.795	2.929
4	15	^{122}Sr	1.62	11.49	0.311	12.95	13.99	3.60	6.529
5	14	^{121}Y	1.96	11.38	0.322	13.99	14.5	1.60	8.129
6	13	^{122}Zr	2.17	11.31	0.328	14.5	15.04	1.48	9.609
7	12	^{124}Mo	2.59	11.20	0.339	15.04	16.6	3.87	13.479
8	11	^{80}Ni	3.19	11.01	0.350	16.6	19.1	4.95	18.449
9	10	^{78}Ni	3.80	10.84	0.359	19.1	20.15	1.74	20.149
10	9	^{76}Ni	4.27	10.74	0.368	20.15	21.7	2.36	22.509
—	8	^{80}Zn			0.375	21.7	25.3	4.46	26.969

* Нумерация слоев идет от поверхности нейтронной звезды, а треков — от ее центра.

Таблица 3. Параметры траекторий внешней коры, модель BSk25 [19]

№ трека	№ слоя	Состав слоя	$T_9^{\max}(t)$	$\lg[\rho^{\max}(t)]$	Y_e	$r_{\min}$	$r_{\max}$	$\Delta M, 10^{-4} M_{\odot}$	$\sum \Delta M, 10^{-4} M_{\odot}$
6	15	^{122}Sr	8.63	11.59	0.310	11.97	12.67	2.64	2.64
7	14	^{120}Sr	10.01	11.52	0.312	12.67	13.23	1.90	4.54
—	13	^{121}Y			0.327	13.23	13.57	1.10	5.64
8	12	^{122}Zr	10.57	11.39	0.338	13.57	14.34	2.20	7.84
9	11	^{124}Mo	11.44	11.24	0.358	14.34	16.01	4.10	11.94
—	10	^{126}Ru			0.373	16.01	16.5	1.05	12.99
10	9	^{78}Ni	13.76	10.88	0.390	16.5	20.54	7.00	19.99
11	8	^{80}Zn	14.74	10.58	0.403	20.54	24.64	5.10	25.09

только в расширяющемся веществе внешней коры, которая составляет по массе около 7% массы всей звезды.

Поведение плотности и температуры на рассмотренных траекториях пассивных частиц, берущих начало в разных слоях внешней коры, показано на рис. 2 для эволюции характерных слоев серий расчетов BSk22 и BSk25. Первоначально плотность и температура падают вследствие общего расширения. Затем вещество начинает слегка на-

греваться акустическими колебаниями, неизбежно генерируемыми в процессе расширения центральной части звезды. Позднее к рассматриваемым слоям звезды подходит сильная ударная волна (изменение плотности и температуры в процессе ее прохождения для четырех слоев внешней коры показано на рис. 2) и вызывает очень быстрое увеличение плотности (в 2–3 раза) и температуры (на порядки величин). После достижения пиковых значений плотность и температура продолжают

свое падение. Как показывает наш гидродинамический расчет (см. также [15, 24]), их уменьшение происходит в режиме, слегка более быстром, чем свободный разлет: $\rho \sim t^{-3.6}$, $T \sim \rho^{2/3} \sim t^{-2.4}$.

Динамика изменения температуры и плотности в процессе разлета различных слоев для двух вариантов моделей сильно различается: при использовании в расчетах уравнения состояния BSk25 скачок плотности при прохождении ударной волны, по сравнению с моделью BSk22, увеличивается в несколько раз, а сама волна проходит по слоям значительно медленнее. Изменившиеся условия приводят к изменению результатов нуклеосинтеза. В частности, для внутренних слоев внешней коры с достаточно большим избытком нейтронов (вариант BSk25, слои 9–15) продолжительность нуклеосинтеза до прихода ударной волны почти в 2 раза дольше. Результаты расчетов распространенности будут обсуждены ниже.

4. НУКЛЕОСИНТЕЗ ВО ВНЕШНЕЙ КОРЕ

Нуклеосинтез рассматривается вдоль траекторий пробных частиц, в нашей модели представляющих временную эволюцию важных для нуклеосинтеза параметров — температуры и плотности. С учетом декомпрессии до начала г-процесса могут произойти, в зависимости от начального положения пробных частиц, изменения как в начальном ядерном составе, так и в значении величины Y_e , прямо влияющие на характер и продолжительность г-процесса. В настоящий момент этот важный этап возможного изменения состава нейтронной материи в процессе декомпрессии при развитии взрыва и расширении вещества находится в процессе разработки. Поэтому, чтобы оценить характер и степень влияния уравнений состояния на процесс синтеза новых ядер во взрывающейся маломассивной звезде, расчет нуклеосинтеза был проведен только во внешней коре нейтронной звезды, для которой влияние неопределенностей при декомпрессии значительно меньше, чем для внутренней коры. Параметры слоев внешней оболочки маломассивной нейтронной звезды и перечень расчетов с использованием разных ядерных данных приведены в табл. 2 (BSk22) и 3 (BSk25).

Для численных расчетов г-процесса в двух сценариях нами был применен код SYNThER (nucleoSYNThesis of HEavy elements in the R-process) [29], реализующий кинетическую схему, развитую ранее [30] и позволяющую определить концентрации всех вовлеченных в нуклеосинтез ядер.

Поскольку развивающийся нуклеосинтез является комбинацией холодного и горячего г-процессов, а также взрывного нуклеосинтеза, реализующегося при нагреве зоны нуклеосинтеза

ударной волной, коды нуклеосинтеза были дополнены реакциями с заряженными частицами, а также ранее не учитывавшимся взаимодействием нуклонов и ядер с электронами [31]. Мы также дополнили используемый код SYNThER реакциями слабого взаимодействия, банк которых [32] 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 многие порядки величин. Поэтому система уравнений нуклеосинтеза является жесткой и для ее численного интегрирования нами использовался метод Гира [33], для реализации которого был использован разработанный ранее пакет программ [34, 35].

В область нуклидов, участвующих в нуклеосинтезе, включались все элементы с зарядом от $Z_{\min} = 1$ до $Z_{\max} = 80$, а $A_{\min}$ и $A_{\max}$ определялись согласно используемой массовой модели: обобщенной модели Томаса–Ферми с интегралом Струтинского [36]. 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; ряд других важных реакций, таких как 3- α -реакция и реакции горения ^{12}C , ^{16}O , ^{28}Si .

Примененная схема позволяет эффективно рассчитывать нуклеосинтез в различных сценариях при $T_9 < 7$ и плотности $\rho < 10^{12}$ г/см³. Основные расчеты сделаны с использованием широко используемых скоростей бета-распада и запаздывающих нейтронов [37, 38], альфа-распада [37], скоростей термоядерных реакций [39] и деления [29, 40, 41]. Экспериментально измеренные скорости бета-распада взяты из ядерной базы данных NuDat2 (2009) [42].

5. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Результаты расчетов распространенности элементов для основных нейтроноизбыточных слоев внешней коры приведены на рис. 3а, 3б (модель BSk22) и 3в, 3г (модель BSk25). Для удобства восприятия кривые, полученные в каждой модели,

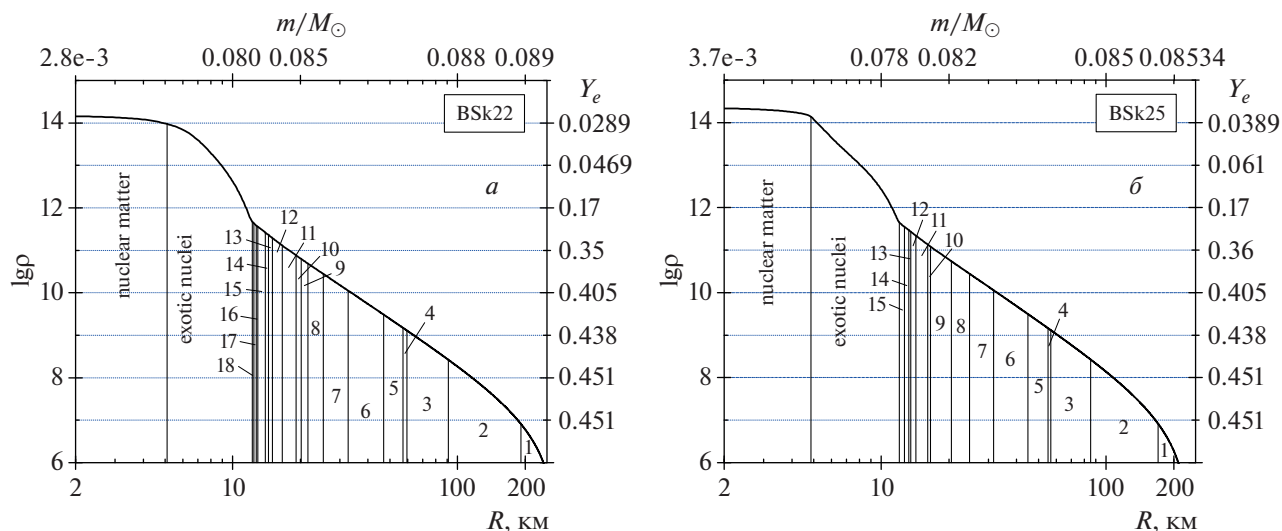


Рис. 1. Структура маломассивной нейтронной звезды перед взрывом, смоделированная с использованием разных уравнений состояния: BSk22 (а) и BSk25 (б). Состав монослоев приведен в табл. 1.

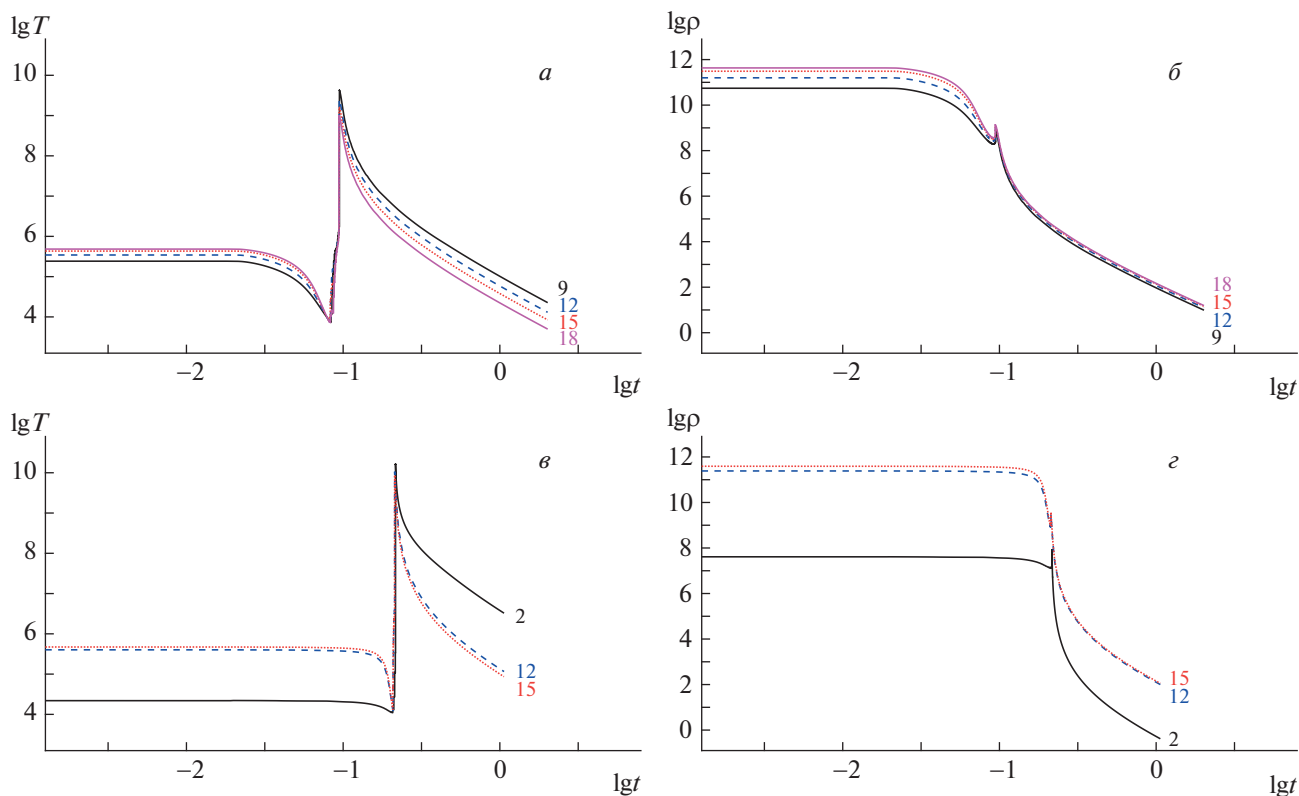


Рис. 2. Временная зависимость плотности и температуры вдоль траекторий пассивных частиц, отражающих эволюцию слоев внешней коры (начальные значения $Y_e = 0.297$ и 0.311 для сценариев с BSk22 (а, б) и BSk25 (в, г) соответственно), начиная от внутренней границы внешней коры до ее слоя № 8 (начальное значение $Y_e = 0.359$ для обоих сценариев). Шифр кривых — номер слоя (см. табл. 2, 3).

представлены на двух графиках. Для обоих сценариев динамика изменения ядерного состава вещества слоев следующая: чем нейтроноизбыточнее слой, тем меньше значение Y_e и вероятнее развитие

г-процесса и образование более тяжелых изотопов. Наиболее четко эта зависимость прослеживается для сценария с BSk22 (рис. 3а): видно, что при движении к центру (с увеличением № слоя) за

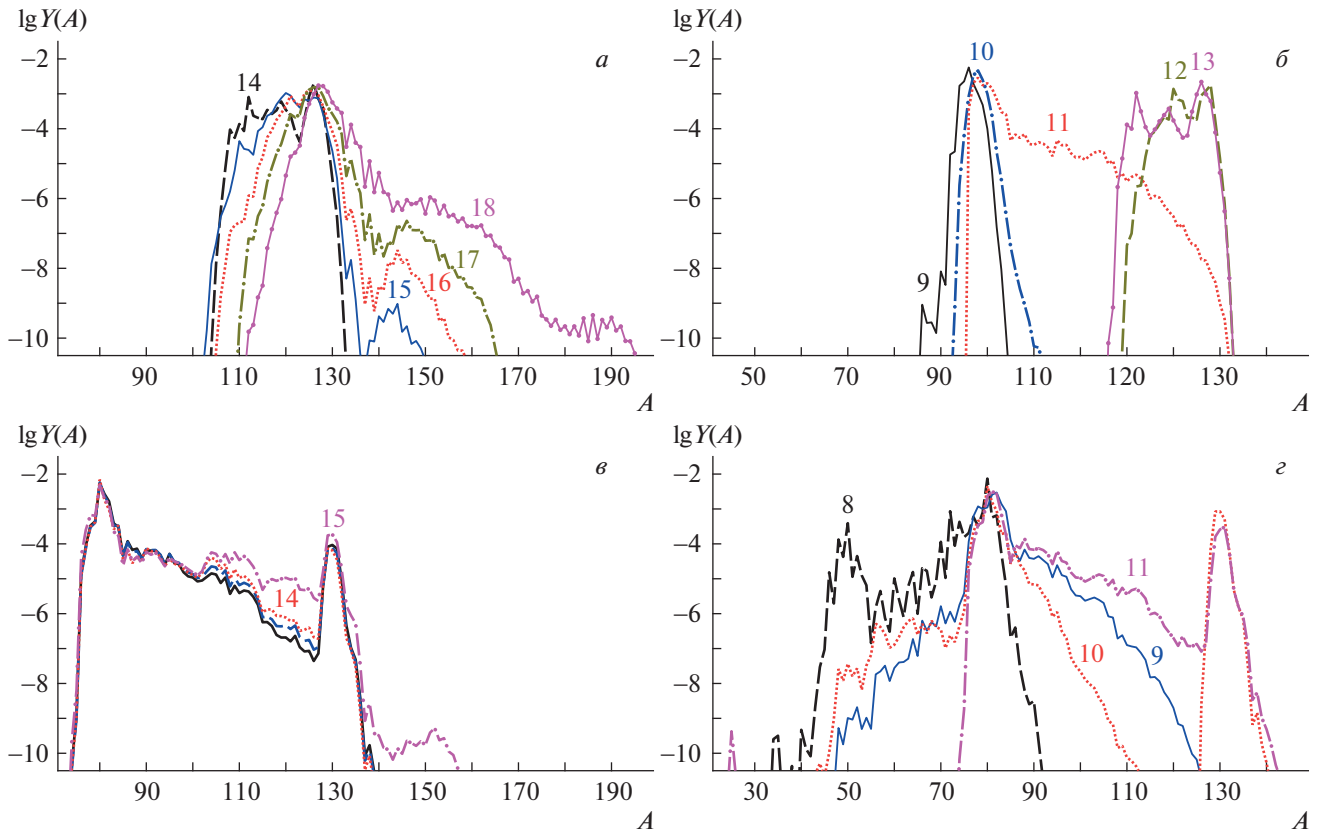


Рис. 3. Нуклеосинтез с использованием аппроксимации BSk22 (а, б) и BSk25 (в, г) на внутренних (а, в) и внешних слоях (б, г) внешней коры. Шифр кривых — номер слоя. Состав и другие параметры слоев приведены в табл. 1–3.

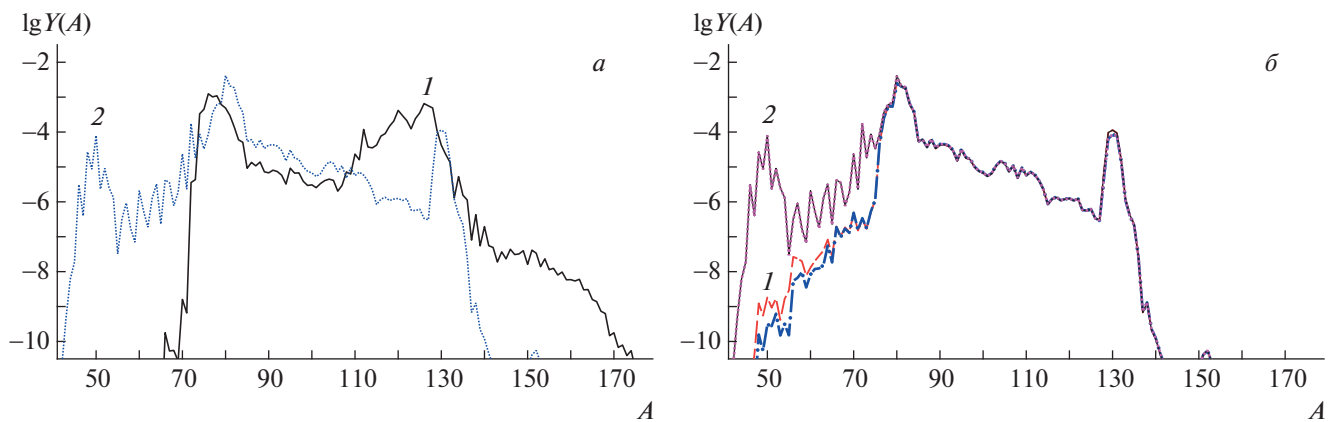


Рис. 4. а — Интегральная кривая $Y(A)$ результатов нуклеосинтеза во внешней коре при использовании уравнения состояния BSk22 (точечная кривая) и BSk25 (сплошная). Учтены внутренние слои внешней коры, начиная с № 9, имеющие суммарную массу $M \sim 0.00225M_{\odot}$ (для модели BSk25 учтен частично вклад в нуклеосинтез слоя № 8). б — Интегральные кривые распространенности, полученные в расчетах с моделью BSk25 для общей массы вещества $M \sim 0.0020M_{\odot}$ (кривые 2) или $M \sim 0.0025M_{\odot}$ (кривые 1), различающиеся способом аппроксимации (штриховая и пунктирная линии) отсутствующих траекторий для слоев 10 и 13.

счет увеличения доли нейтронов нуклеосинтез приводит к образованию все более тяжелых ядер и изотопов в области второго пика и тяжелее его. Более того, в модели BSk22 для слоев 14–18 не

образуется элементов первого пика, в то время как в модели BSk25 для аналогичных слоев на таком же удалении от центра звезды наиболее распространенными являются элементы с $A \sim 80$.

Для более внешних и изначально менее нейтроно-избыточных слоев в модели BSk22 видны (рис. 3б) две группы оболочек, при расширении которых нуклеосинтез приводит к образованию элементов или вблизи первого (слои 9, 10) или второго (слои 12, 13) пиков на кривой распространенности. Слой 11 является переходным, в нем успевают образоваться элементы как первого, так и второго пиков. Полученное различие в конечных значениях $Y(A)$ для разных слоев происходит как из-за разного состава зародышевых ядер, так и из-за падения Y_e с уменьшением радиуса слоя. Так, в слоях 9–11 зародышевыми ядрами были изотопы никеля, а в слоях 12 и 13 — молибдена и циркония. В слоях 9 и 10 из-за достаточно больших значений Y_e и малого времени нуклеосинтеза γ -процесс почти не идет. В слоях 12 и 13 в нуклеосинтезе элементы первого пика успевают выгореть и образуются элементы второго пика (рис. 3б).

Динамика сброса слоев для модели BSk25 иная. Например, скорость распространения ударной волны (УВ) примерно вдвое больше, а в пике значение температуры больше в разы, чем в расчетах с моделью BSk22 (см. профили температур на рис. 2). Это уменьшает продолжительность нуклеосинтеза, проходящего до прихода УВ, и приводит к другому конечному распределению в группе слоев, аналогичных модели BSk22, с примерно тем же начальным составом.

При повышении температуры активнее идут фотоядерные реакции, приводящие во время нагрева вещества слоя ударной волной к образованию более легких ядер и элементов и фотодиссоциации наиболее тяжелых. При последующем остывании вещества после прохождения ударной волны нейтроны менее активно захватываются ядрами ввиду снижения плотности и резкого падения количества нейтронов n_n по сравнению со значением n_n до прихода ударной волны. В серии расчетов с BSk22 образующиеся до прихода ударной волны ядра разрушались не так активно, поскольку слои разогреваются ударной волной не так сильно, чем в модели, основанной на уравнении состояния BSk25.

Из рис. 3в видно, что слои, в которых образуются элементы первого или второго пиков, принадлежат внутренней части внешней коры (№ 11–15).

При нуклеосинтезе в более внешних оболочках (№ 8, 9) образуются элементы в области первого пика с $A \sim 80$ (рис. 3г). В близкой к поверхности оболочке № 2 (BSk25) нуклеосинтез под действием нейтронов почти не идет, а конечное распределение элементов образуется в результате взрывного нуклеосинтеза при прохождении ударной волны.

Основная причина расхождения в результатах нуклеосинтеза с разными уравнениями состояния — в различной скорости нуклеосинтеза, зависящей от динамики разлета вещества. Изменение скорости нуклеосинтеза в веществе слоев аналогичного состава приводит к образованию разного количества тяжелых элементов, особенно для элементов с атомным числом $A > 130$ и $A < 70$.

Имея расчетные данные для внутренних слоев внешней коры для двух вариантов расчетов, различающихся разными уравнениями состояния, мы получили интегральные кривые распространенности элементов $Y(A)$ (рис. 4), образующихся при разлете этой области звезды.

На рис. 4а приведена распространенность элементов, полученная для одинаковой массы вещества для обеих серий расчетов в веществе толстого слоя — суммы слоев массой $M \sim 0.00225 M_\odot$ при общей толщине этих слоев ~ 8.0 км (в модели BSk22 суммировались результаты слоев с 9 по 18, а в BSk25 учитывались половина массы слоя 8 и слои с 9 по 15 — см. табл. 2 и табл. 3).

В результате нуклеосинтеза во внешней коре образуются элементы в диапазоне атомных масс от $A = 80$ до $A = 130$, и разные схемы усреднения по слоям (рис. 4б) не влияют заметно на результат.

Интегральные результаты по распространенности $Y(A)$, полученные на основе моделирования взрыва маломассивной нейтронной звезды с использованием разных уравнений состояния (BSk22, BSk25), различаются заметно, особенно в области кадмиевого пика.

Различие результатов в основном происходит из-за разной динамики временной зависимости температуры вдоль рассмотренных траекторий при использовании разных уравнений состояния. Ключевым фактором является величина скачка температуры при достижении слоя ударной волной (см. значения $T_9^{\max}(t)$ в табл. 2 и 3). При использовании модели BSk25 максимальная температура повышается в разы, что приводит к значительно более интенсивной фотодиссоциации большинства образовавшихся в слабом γ -процессе тяжелых ядер и к уменьшению их заряда и атомного числа. А после прохождения ударной волны плотности свободных нейтронов в большинстве слоев мала для возобновления γ -процесса, и конечный элементный состав вещества слоя в основном определяется протеканием взрывного нуклеосинтеза.

Сравнивая расчетные значения $Y(A)$ с наблюдениями, видно, что расчеты с уравнением состояния BSk25 лучше воспроизводят положения пиков на кривой распространенности. Но делать выводы о перспективности модели уравнения состояния для моделирования нуклеосинтеза пока недостаточно оснований, для этого следует, по крайней

мере, проанализировать результаты нуклеосинтеза во внутренней коре и, возможно, увеличить количество разных уравнений состояния. Наши расчеты показывают заметно бóльшую зависимость от уравнения состояния, чем, например, в работе [43]. Возможно, причина в рассмотрении нами нуклеосинтеза только в слоях внешней коры для ограниченной области значений отношения числа нейтронов к числу зародышевых ядер, в которой $Y_e > 0.3$.

На рис. 4б приведены $Y(A)$, полученные в расчетах нуклеосинтеза в модели BSk25 для двух разной толщины слоев (массой $M_{8-15} = 0.00225M_\odot$ и $M_{9-15} = 0.0020M_\odot$) с двумя разными параметрами моделирования отсутствующих треков $\rho(t)$ и $T_9(t)$ для слоев 10 и 13. Видно, что результаты устойчивы к погрешностям этих параметров.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В сценарии взрыва маломассивной нейтронной звезды, образующейся в процессе эволюции тесной двойной системы нейтронных звезд, сильно различающихся по массе, были проведены расчеты нуклеосинтеза тяжелых элементов. Рассмотрено два варианта сценария, развитие которых было обусловлено использованием разных уравнений состояния для описания нейтронной материи и расчетов массовых характеристик на основе подхода Хартри—Фока с эффективным взаимодействием типа Скимра — BSk22 и BSk25.

В результате моделирования взрыва и нуклеосинтеза для этих сценариев были выявлены изменения характера распространения ударной волны и заметное различие распространенности тяжелых элементов при нуклеосинтезе в веществе внутренних слоев внешней коры с $0.29 < Y_e < 0.45$, что определило темп нуклеосинтеза и различие в конечном составе слоев.

Показано, что, хотя состав внутренних слоев внешней коры перед взрывом при использовании разных уравнений состояния различался незначительно, но различия в динамике распространения ударной волны и сброса оболочки были заметны. Так, при использовании модели BSk25 ударная волна распространялась вдвое медленнее, чем при использовании модели BSk22, а пиковое значение температуры увеличилось в несколько раз.

Эти изменения динамики разлета и параметров траекторий привели к изменению характера нуклеосинтеза и к заметной разнице расчетных распространенностей тяжелых элементов как в однотипных слоях, так и в интегральной распространенности образованных элементов для значительной части вещества внешней коры. Несмотря на высокую плотность свободных нейтронов в веществе внешней коры, отношение количества свободных

нейтронов к числу зародышевых ядер $n/\text{seeds} \lesssim 5$, в то время как для протекания полного г-процесса n/seeds должно быть больше 20 [44]. Поэтому в нашем случае реализуется лишь слабый г-процесс, прерываемый при прохождении ударной волны всплеском взрывного нуклеосинтеза, меняющим распределение образованных изотопов. В целом, благодаря широкому разбросу начальных зародышевых ядер (Z меняется от 26 до 40), во внешней коре образуются элементы от первого до второго пиков ($A_1 \sim 80$ и $A_2 \sim 130$).

В сценарии обдираания разрушается вся звезда, и масса выброшенных тяжелых элементов должна быть много больше оцененного количества тяжелых элементов из внутренних слоев внешней коры. Поэтому для реалистичного сравнения с результатами нуклеосинтеза в сценарии слияния должен быть учтен и вклад от нуклеосинтеза при разлете вещества внутренней коры. В целом масса нейтроноизбыточного вещества, образованного при взрыве маломассивной нейтронной звезды, должна быть в разы больше, чем при классическом варианте слияния нейтронных звезд примерно равных масс, которое оценивается как $M_{ej} \sim (n \times 10^{-4} - 0.01)M_\odot$ [13, 43]. А это значит, что даже при малой доле реализации рассмотренного сценария в общем числе сливающихся двойных систем нейтронных звезд вклад нуклеосинтеза тяжелых элементов при взрыве маломассивной нейтронной звезды в общее наблюдаемое количество тяжелых элементов за железным пиком может быть порядка или превышать количество тяжелых элементов, выбрасываемых в окружающую среду в виде джетов и ветра при основном варианте эволюции тесной двойной системы — слиянии нейтронных звезд сравнимых масс. Согласно нашим предварительным расчетам нуклеосинтеза во внутренней коре [15], тяжелые ядра вплоть до актинидов должны образовываться при взрыве ММНЗ, но для корректного описания нуклеосинтеза при расширении внутренних слоев нужно правильно учесть процессы декомпрессии сверхплотного вещества [45].

Настоящая работа по моделированию нуклеосинтеза в веществе внешней коры при взрыве маломассивной нейтронной звезды была поддержана грантом Российского научного фонда (проект № 21-12-00061).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. 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.* **848**, L27 (2017).

2. N. Domoto, M. Tanaka, D. Kato, K. Kawaguchi, K. Hotokezaka, and S. Wanajo, *Astrophys. J.* **939**, 8 (2022).
3. O. Korobkin, S. Rosswog, A. Arcones, and C. Winteler, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **426**, 1940 (2012).
4. S. Rosswog, O. Korobkin, A. Arcones, F.-K. Thielemann, and T. Piran, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **439**, 744 (2014).
5. D. Martin, A. Perego, A. Arcones, F.-K. Thielemann, O. Korobkin, and S. Rosswog, *Astrophys. J.* **813**, 2 (2015).
6. J. P. A. Clark and D. M. Eardley, *Astrophys. J.* **215**, 311 (1977).
7. P. Haensel, A. Yu. Potekhin, and D. G. Yakovlev, *Neutron Stars, Equation of State and Structure* (Springer, New York, 2007), Vol.1.
8. С. И. Блинников, И. Д. Новиков, Т. В. Переводчикова, А. Г. Полнарев, *Письма в Астрон. журн.* **10**, 422 (1984) [S. I. Blinnikov, I. D. Novikov, T. V. Perevodchikova, and A. G. Polnarev, *Sov. Astron. Lett.* **10**, 177 (1984)].
9. S. I. Blinnikov, V. S. Imshennik, D. K. Nadyozhin, I. D. Novikov, T. V. Perevodchikova, and A. G. Polnarev, *Sov. Astron.* **34**, 595 (1990).
10. B. P. Abbot *et al.*, *Astrophys. J. Lett.* **848**, L12, L13 (2017).
11. S. Blinnikov, D. Nadyozhin, N. Kramarev, and A. Yudin, *Astron. Rept.* **65**, 385 (2021).
12. S. Blinnikov, A. Yudin, N. Kramarev, and M. Potashov, *Particles* **5**, 198 (2022).
13. S. Rosswog, M. Liebendörfer, F.-K. Thielemann, M. B. Davies, W. Benz, and T. Piran, *Astron. Astrophys.* **341**, 499 (1999).
14. N. Farrow, X.-J. Zhu, and E. Thrane, *Astrophys. J.* **876**, 18 (2019).
15. I. V. Panov and A. V. Yudin, *Astron. Lett.* **46**, 518 (2020).
16. V. N. Kondratyev, *Universe* **7**, 487 (2021).
17. Chun-Ming Yip, Ming-Chung Chu, Shing-Chi Leung, and Lap-Ming Lin, *arXiv*: 2211.14023v1.
18. K. Sumiyoshi, S. Yamada, H. Suzuki, and W. Hillebrandt, *Astron. Astrophys.* **334**, 159 (1998).
19. J. M. Pearson, N. Chamel, A. Y. Potekhin, A. F. Fantina, C. Ducoin, A. K. Dutta, and S. Goriely, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **481**, 2994 (2018).
20. H. Sotani, K. Iida, K. Oyamatsu, and A. Ohnishi, *Prog. Theor. Exp. Phys.* **2014**, 051E01 (2014).
21. S. Goriely, N. Chamel, and J. M. Pearson, *Phys. Rev. C* **88**, 024308 (2013).
22. G. Audi, M. Wang, A. H. Wapstra, F. G. Kondev, M. MacCormick, X. Xu, and B. Pfeiffer, *Chin. Phys.* **36**, 1287 (2012).
23. M. Colpi, S. L. Shapiro, and S. A. Teukolsky, *Astrophys. J.* **339**, 318 (1989).
24. А. Юдин, *Письма в Астрон. журн.* **48**, 393 (2022).
25. N. A. Zemlyakov and A. I. Chugunov, *Particles* **5**, 225 (2022).
26. P. Haensel and A. V. Potekhin, *Astron. Astrophys.* **428**, 191 (2004).
27. N. N. Shchepochin, N. A. Zemlyakov, A. I. Chugunov, and M. E. Gusakov, *Universe* **8**, 582 (2022).
28. S. B. Ruster, M. Hempel, and J. Schaffner-Bielich, *Phys. Rev. C* **73**, 3 (2006).
29. 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)].
30. D. K. Nadyozhin, I. V. Panov, and S. I. Blinnikov, *Astron. Astrophys.* **335**, 207 (1998).
31. И. В. Панов, *ЯФ* **81**, 57 (2018) [I. V. Panov, *Phys. At. Nucl.* **81**, 68 (2018)].
32. K. Langanke and G. Martinez-Pinedo, *Nucl. Phys. A* **673**, 481 (2000).
33. C. W. Gear, *Numerical Initial Value Problems in Ordinary Differential Equations* (Prentice-Hall, Englewood Cliffs, 1971).
34. S. I. Blinnikov and O. S. Bartunov, *Astron. Astrophys.* **273**, 106 (1993).
35. S. I. Blinnikov and N. V. Dunina-Barkovskaya, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **266**, 289 (1994).
36. Y. Aboussir, J. M. Pearson, A. K. Dutta, and F. Tondeur, *At. Data Nucl. Data Tables* **61**, 127 (1995).
37. P. Moeller, J. R. Nix, and K.-L. Kratz, *At. Data Nucl. Data Tables* **66**, 131 (1997).
38. P. Moeller, B. Pfeiffer, and K.-L. Kratz, *Phys. Rev. C* **67**, 055802 (2003).
39. T. Rauscher and F.-K. Thielemann, *At. Data Nucl. Data Tables* **75**, 1 (2000).
40. I. V. Panov, E. Kolbe, B. Pfeiffer, T. Rauscher, K.-L. Kratz, and F.-K. Thielemann, *Nucl. Phys. A* **747**, 633 (2005).
41. 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).
42. NuDat2, 2009, National Nuclear Data Center, Information Extracted from the NuDat 2 Database, <http://www.nndc.bnl.gov/nudat2/>
43. D. Radice, A. Perego, K. Hotokezaka, S. A. Fromm, S. Bernuzzi, and L. F. Roberts, *Astrophys. J.* **869**, 130 (2018).
44. I. V. Panov and H.-Th. Janka, *Astron. Astrophys.* **494**, 829 (2009).
45. Г. С. Бисноватый-Коган, В. М. Чечёткин, *УФН* **127**, 2 (1979).

NUCLEOSYNTHESIS RESULTS' DEPENDENCE ON NEUTRON STAR EQUATION OF STATE

A. Yu. Ignatovskiy^{1),2)}, I. V. Panov^{1),2)}, A. V. Yudin¹⁾

¹⁾ NRC "Kurchatov Institute", Moscow, Russia

²⁾ Moscow Institute of Physics and Technology (National Research University),
Dolgoprudnyi, Russia

The results of calculations of nucleosynthesis of heavy elements during the explosion of a low-mass neutron star are presented. Low-mass neutron star is formed as a result of the exchange of matter in the last stages of the evolution of a close binary system of neutron stars with a large initial mass asymmetry. Two variants of the scenario, which used different approximations of the equation of state of neutron star matter — BSk22 and BSk25, are considered. Their usage led to different expansion dynamics of the shells of a low-mass neutron star. It is shown that the character of shock wave propagation and the abundance of heavy elements formed in the inner layers of the outer crust with $0.29 < Y_e < 0.45$ for these two scenarios are different, although the composition of the outer crust before the explosion differs insignificantly. These differences in the scenarios lead to a noticeable difference in the calculated abundances of heavy elements both in these layers, and in the entire examined part of the outer crust.