

СИНТЕЗ “ЛЕГКИХ” ТЯЖЕЛЫХ ЭЛЕМЕНТОВ ПРИ ВЗРЫВЕ МАЛОМАССИВНОЙ НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЫ

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

Поступила в редакцию 14.09.2022 г.; после доработки 14.09.2022 г.; принята к публикации 15.09.2022 г.

Рассмотрен сценарий взрыва нейтронной звезды минимальной массы, образующейся в процессе эволюции тесной двойной системы нейтронных звезд, сильно различающихся по массе. Рассчитана распространенность тяжелых элементов, образованных в процессе разлета вещества внешней коры взорвавшейся маломассивной нейтронной звезды. Показано, что в этом сценарии во внешней коре протекает слабый γ -процесс и образуется “легкая” фракция тяжелых элементов.

DOI: 10.31857/S0044002723010439, EDN: RGKBUO

1. ВВЕДЕНИЕ

Химические элементы тяжелее элементов железного пика образуются в природе в основном за счет реакций нейтронного захвата и последующего β -распада. Анализ кривой распространенности элементов в Солнечной системе показывает [1], что синтез элементов тяжелее железа под действием нейтронов происходит в двух различных процессах, характеризующихся различными условиями. Первый — s -процесс (от slow: медленный захват нейтронов), имеет место, когда скорости β -распада образующихся нестабильных ядер значительно превосходят скорости (n, γ)-реакций: $\lambda_\beta \gg \lambda_{n\gamma}$ (при плотности нейтронов $n_n \leq 10^{16} \text{ см}^{-3}$), что не позволяет пути нуклеосинтеза отодвинуться от области стабильности. Механизм s -процесса достаточно хорошо изучен, поскольку в нем участвуют либо стабильные, либо долгоживущие и хорошо экспериментально изученные ядра.

Второй — r -процесс (от rapid: быстрый захват нейтронов), протекает в условиях, характеризующихся высокими значениями плотности нейтронов, такими, что $\lambda_\beta \ll \lambda_{n\gamma}$, а ядра, участвующие в таком нуклеосинтезе, имеют большой избыток нейтронов и малое время жизни. Многочисленные исследования этого процесса, проведенные за последние 50 лет, достаточно хорошо определили условия, необходимые для синтеза тяжелых ядер (см., например, работу Кеппелера и др. [2] и цитируемую

там литературу). По современным представлениям [3], одним из основных сценариев r -процесса считается выброс струй плотного нейтронизованного вещества, образующихся в процессе слияния нейтронных звезд (НЗ). Однако сам процесс слияния может проходить по-разному, в зависимости от соотношения масс компонентов тесной двойной системы.

Если массы нейтронных звезд близки и достаточно велики ($M \geq M_\odot$), то результатом их взаимодействия является слияние (merging) [4–6]. Действительно, радиус таких НЗ слабо зависит от массы [7], и при соприкосновении они ведут себя подобно двум каплям жидкости, сливаясь в один объект — сверхмассивную нейтронную звезду или черную дыру. Этот процесс сопровождается выбросом струй и последующего истечения вещества по типу ветра из образованного в процессе слияния массивного объекта.

Но если система сильно асимметрична, т.е. массы компонент значительно различаются, и, более того, масса маломассивной нейтронной звезды (ММНЗ) достаточно мала, может реализоваться сценарий обдирания (stripping) [8]. При сближении компонент системы нейтронная звезда меньшей массы первой переполняет свою полость Роша и начинает перетекать на более массивный компаньон. В процессе такого обмена масс она может дойти до нижнего предела масс НЗ (порядка $0.1 M_\odot$) см., например, [9]) и взорваться, производя гамма-всплеск [10, 11].

После исторической идентификации гравитационного сигнала от объекта GW170817 и гамма-всплеска GRB170817A [12] оказалось, что многие параметры этого гамма-всплеска весьма пекулярны и близки к предсказаниям модели обдирания (см. обсуждение в работах [13, 14]).

¹⁾Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия.

²⁾Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Долгопрудный, Россия.

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

**E-mail: Yudin@itep.ru

Таблица 1. Параметры траекторий, использованных для расчета нуклеосинтеза

| № варианта | № слоя* | Состав | $T_9^{\max}(t)$ | $\rho_0^{\max}(t)$ | Y_e | $\Delta M_i(M_\odot)$ |
|------------|---------|-------------------|-----------------|--------------------|-------|-----------------------|
| I | 19 | ^{260}U | 0.91 | 5 | 0.242 | 4.94×10^{-2} |
| II | 18 | ^{128}Sr | 0.91 | 4 | 0.297 | 8.84×10^{-5} |
| III | 15 | ^{122}Sr | 1.62 | 3 | 0.311 | 3.94×10^{-4} |
| IV | 13 | ^{122}Zr | 2.20 | 2 | 0.328 | 1.76×10^{-4} |
| V | 12 | ^{124}Mo | 2.50 | 1.6 | 0.338 | 3.87×10^{-4} |
| VI | 11 | ^{80}Ni | 3.20 | 1 | 0.350 | 4.95×10^{-4} |
| VII | 10 | ^{78}Ni | 3.80 | 0.2 | 0.359 | 1.93×10^{-4} |

* Нумерация слоев согласно рис. 1.

Эту модель мы подробнее рассмотрим в следующем разделе, модель нуклеосинтеза будет описана в разд. 3, а результаты расчетов распространенности тяжелых элементов будут обсуждены в разд. 4.

2. СЦЕНАРИЙ ВЗРЫВА МАЛОМАССИВНОЙ НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЫ

Последние стадии эволюции системы нейтронных звезд в последние годы стали считаться основным сценарием, приводящим к условиям интенсивного r -процесса и образования тяжелых ядер вплоть до урана. Эти теоретические выводы были подтверждены в наблюдениях [12] и усилили интерес к подобным сценариям, причем как к сценарию слияния, так и к модели обдирания.

Ключевой момент модели обдирания — взрыв НЗ минимальной массы, впервые рассчитанный в работе [11]. Структура нейтронной звезды минимальной массы достаточно специфична [13]. На рис. 1 показана зависимость логарифма плотности $\lg \rho$ от радиальной координаты r , рассчитанная с помощью (единого для всей нейтронной звезды) функционала плотности энергии BSk22, основанного на расчетах Хартри–Фока и фитированного с помощью современных баз оцененных данных [15, 16]. Уравнение состояния — как в работе [17].

На верхней оси показаны соответствующие значения лагранжевой (массовой) координаты m (в величинах солнечных масс M_\odot). Справа показан ядерный состав отмеченных цифрами зон звезды. В центре маломассивной нейтронной звезды находится ядро, состоящее из ядерного вещества (зона 20 на рис. 1). Ядро окружено корой, структура которой различна для внутренней коры, заканчивающейся на радиусе порядка 12 км, и внешней коры, имеющей значительно меньшую плотность и простирающуюся почти на 300 км. Внутренняя

кора (зона 19) состоит как из сферических гиперядер, погруженных в море свободных нейтронов, так и экзотических ядерных конфигураций типа “лазанья”, “паста” и т.д. [15].

Внешняя кора состоит из моно-ядерных слоев [18] и меняется от сильно нейтронно-избыточного изотопа ^{128}Sr во внутреннем слое внешней коры до ^{56}Fe на поверхности НЗ. Значение Y_e соответственно увеличивается от 0.297 для внутреннего слоя до 0.464 для внешнего слоя. Изотопный состав ядер может слегка меняться в зависимости от используемой массовой формулы и других параметров расчетов (см., например, [6, 16]). Отметим при этом, что параметры расчета на зависимость плотности нейтронной звезды от радиуса влияют слабо.

Результаты гидродинамических расчетов процесса взрывного разрушения нейтронной звезды минимальной массы [19] (см. также [11, 20]) были использованы для определения характера нуклеосинтеза, протекающего при разлете вещества нейтронной звезды, и вычисления распространенности образующихся тяжелых элементов — вдоль ряда характерных траекторий.

Поведение плотности и температуры на рассмотренных траекториях пассивных частиц, берущих начало в разных слоях внешней коры (см. табл. 1), показано на рис. 2. Первоначально плотность и температура падают вследствие общего расширения. Затем, начиная с момента $t \approx 0.083$ с вещество начинает прогреться слабыми ударными волнами, которые порождаются акустическими колебаниями, генерируемыми в процессе расширения центральной части звезды. Позднее, уже к моменту времени $t \approx 0.095$ с, к рассматриваемым слоям звезды подходит сильная ударная волна (изменение плотности и температуры в процессе ее прохождения показаны на рис. 2) и вызывает очень быстрое увеличение плотности (в 2–3 раза) и температуры (на порядки величин). Этот момент

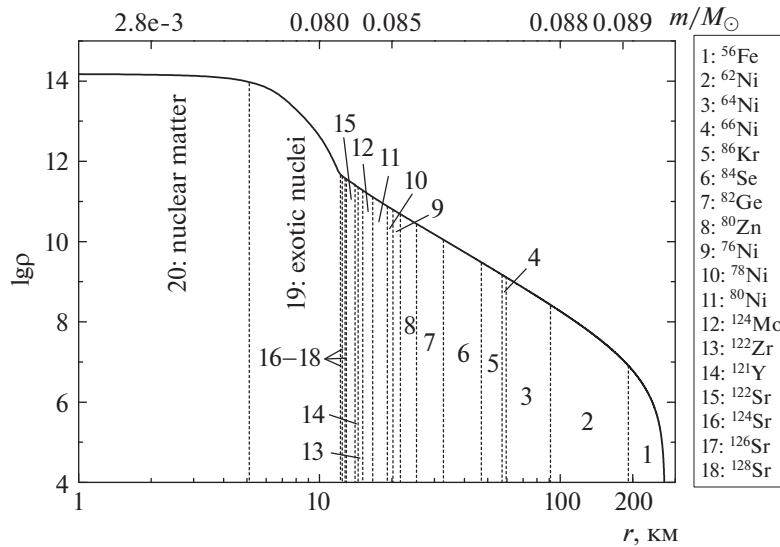


Рис. 1. Структура маломассивной нейтронной звезды перед разрушением: зависимость плотности от радиуса. Состав 18 слоев внешней коры, имеющих однородный ядерный состав, показан в табличке справа. Верхняя ось устанавливает соответствие между радиусом и массой.

особенно сложен для расчета нуклеосинтеза, в первую очередь из-за резкого изменения скоростей термоядерных реакций и нарушения параметров численного алгоритма, что может привести к численному сбою устойчивости поиска решения уравнений. После достижения пиковых значений плотность и температура продолжают свое падение. Как показывает наш гидродинамический расчет, их уменьшение происходит в режиме, чуть более быстром, чем свободный разлет: $\rho \sim t^{-3.6}$, $T \sim \rho^{2/3} \sim t^{-2.4}$ вследствие наличия ненулевого давления в веществе.

Поскольку пока неясно, как меняется структура вещества при взрывной декомпрессии ядра и внутренней коры, мы в основном рассмотрели нуклеосинтез только в расширяющемся веществе внешней коры (зоны с 1 по 18, см. рис. 1), которая составляет по массе около 8% массы всей звезды. Для внутренней коры (зона 19) мы провели расчет лишь для одной пробной траектории.

3. МОДЕЛЬ НУКЛЕОСИНТЕЗА

В условиях высокой концентрации нейтронов нуклеосинтез в г-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 закликиванию нуклеосинтеза [21], т.е. к вовлечению большого числа ядер-продуктов деления в качестве новых зародышевых ядер в г-процесс и к образованию большинства тяжелых элементов от второго пика

на кривой распространности элементов до тория и урана. Соответствующее увеличение используемых в расчетах теоретических данных, таких как скорости вынужденного, запаздывающего и спонтанного деления, а также массового распределения ядер-продуктов деления и их учет как новых зародышевых ядер [21–23], усложняет систему уравнений и процесс моделирования и требует оптимизации численных схем и алгоритмов.

Для численных расчетов г-процесса нами была применена кинетическая схема, ранее реализованная в программе SYNTHESZ [24, 25], позволяющая определить концентрации всех вовлеченных в нуклеосинтез ядер. В доработанном коде SYNTHESZ (nucleoSYNThesis of HEavy elements in the R-process, [26]) реакции деления были дополнены более корректным учетом массового распределения ядер-продуктов деления и их возвращения в г-процесс в качестве новых зародышевых ядер, приводящего к установлению квазистационарного тока ядер.

Изучение нуклеосинтеза проводится в сценариях как взрывного нуклеосинтеза при высоких температурах и плотностях, так и при переходном процессе от взрывного синтеза элементов к альфа-процессу и к г-процессу. Поэтому коды нуклеосинтеза включают реакции с заряженными частицами, а также ранее не учитывавшиеся взаимодействия нуклонов и ядер с электронами [27]. Список реакций, используемых кодом SYNTHESZ, был дополнен этими реакциями слабого взаимодействия для изотопов элементов железного пика ($20 < Z < 32$) [28].

Поскольку скорости реакций перечисленных процессов, определяющие собственные значения

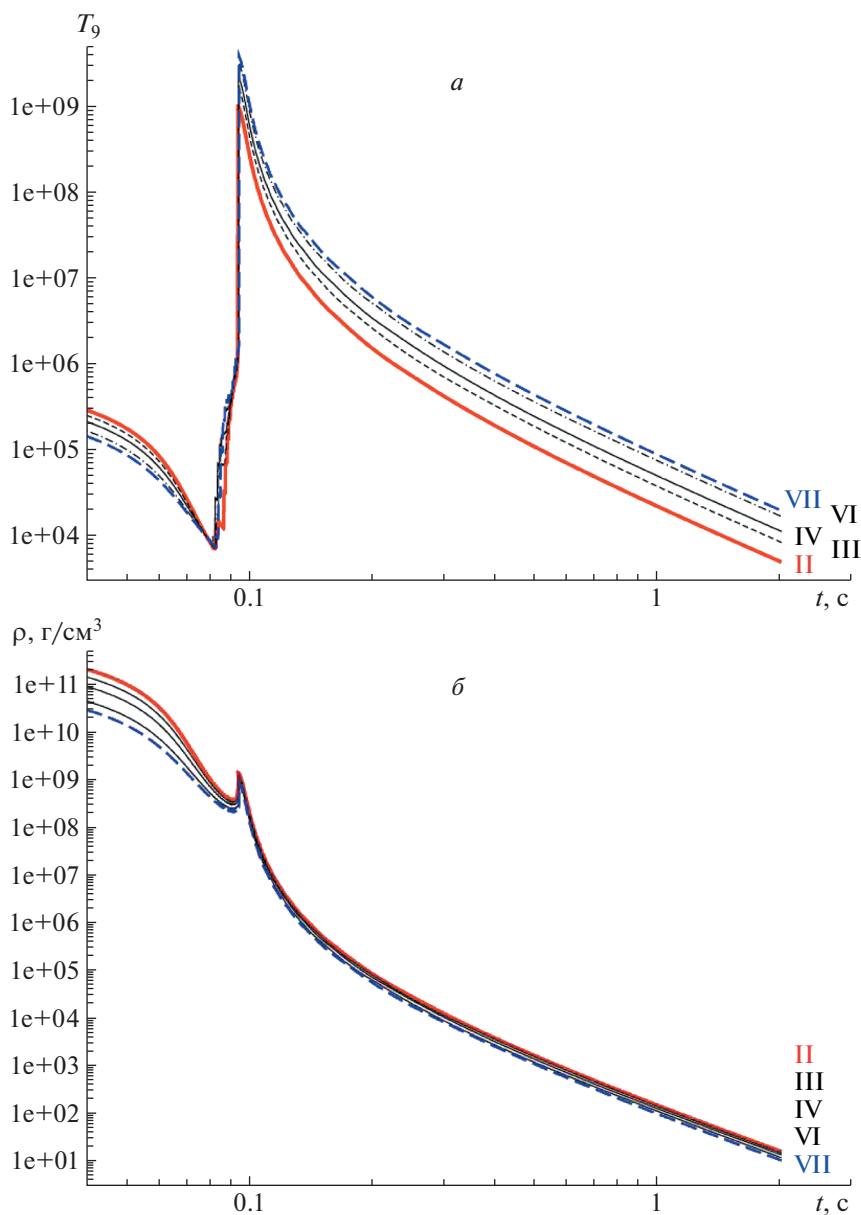


Рис. 2. Изменение температуры (а) и плотности (б) вдоль пяти характерных траекторий при прохождении ударной волны. Шифр кривых — номер варианта.

матрицы Якоби системы дифференциальных уравнений, реализованных в наших кодах нуклеосинтеза, различаются по абсолютному значению на порядки, система уравнений нуклеосинтеза является классическим примером жесткой системы обыкновенных дифференциальных уравнений (ОДУ) и для ее численного интегрирования нами использовался метод Гира [29], для реализации которого на ЭВМ был использован разработанный ранее пакет программ [30, 31]. 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 SYNTHES и

SYNTHET, имеющих внутреннюю проверку на сохранение числа нуклонов и заряда.

Границы области нуклидов, участвующих в нуклеосинтезе, определялись как $Z_{\min} = 1$, $Z_{\max} = 110$, а $A_{\min}(Z)$ и $A_{\max}(Z)$ определялись согласно используемой массовой модели: обобщенной модели Томаса–Ферми с интегралом Струтинского [32] или жидко-капельной модели [33]. Тем самым определялось полное число ядер N , участвующих в нуклеосинтезе.

Скорости ядерных реакций, являющиеся коэффициентами в дифференциальных уравнениях, были рассчитаны для тех же массовых моделей. В список учитываемых ядерных реакций входят 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 запаздывающем делении; вынужденное и спонтанное деление; ряд других важных реакций, таких как 3α -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 известных скоростей бета-распада и запаздывающих нейтронов [34, 35], альфа-распада [34], скоростей термоядерных реакций [36]. Экспериментально измеренные скорости бета-распада взяты из ядерной базы данных NUDAT [37]. Скорость захвата нейтронов тяжелыми ядрами (для элементов с $Z > 83$), а также скорости деления, индуцированного нейтронами, основаны на расчетах [38], а скорости запаздывающего и спонтанного деления взяты из работ [38–40].

4. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Расчеты нуклеосинтеза были сделаны для семи характерных траекторий, описывающих взрывную эволюцию вещества внешней коры. Перечень параметров этих гидродинамических траекторий пассивных частиц, для которых был рассчитан нуклеосинтез, был получен с использованием уравнения состояния [17] и других ядерных характеристик, основанных на модели BSk22 [16], приведен в табл. 1.

Характер нуклеосинтеза сильнее всего зависит как от начального состава — заряда Z и атомной массы A исходных зародышевых ядер, так и от начального отношения электронов к барионам Y_e . Z и A зародышевых ядер изменяются в пределах 18 зон внешней коры на 10 и 50 единиц соответственно. Начальное отношение электронов к барионам Y_e уменьшается при уменьшении радиуса: чем больше Z_i и меньше Y_e , тем более тяжелые ядра образуются в разлетающемся веществе внутренней коры. Количество и состав образующихся элементов также существенно зависят и от начального отношения количества нейтронов к зародышевым ядрам (n/seeds).

Еще одна важная характеристика процесса наработки тяжелых ядер — температура максимального нагрева вещества ударной волной. Так, для варианта II величина T_9 не превышает 0.9 и весь нуклеосинтез вдоль данной траектории происходит в результате γ -процесса. При нагреве вещества до значений $T_9 \sim 2$ и более γ -процесс приостанавливается, что характерно для внешних оболочек коры: частично сформировавшийся до прихода

ударной волны химический состав быстро меняется за счет ускорившихся зарядово-обменных реакций. При дальнейшем падении температуры при продолжении разлета вещества возможен возврат к продолжению γ -процесса, в случае сохранения условий для его протекания.

На рис. 3 показана зависимость величины распространности образовавшихся тяжелых ядер Y_A от массового числа. Из сравнения кривых видно, что вдоль траекторий VI–VII образуется незначительное количество тяжелых ядер по сравнению с начальным составом в диапазоне от железного пика до кадмиевого ($80 < A < 130$) — в связи с понижением текущего значения отношения n/seeds и более высокой температуре в пике ударной волны. Наиболее распространенные ядра формируют первый пик $A \sim 80$, обычно выгорающий в интенсивном γ -процессе в стандартных сценариях нейтронных звезд близких масс.

Для траектории III (аналогично для IV) заряд зародышевых ядер был на 10 единиц больше, и нуклеосинтез привел к размытию кривой распространности от исходного ядра с $A = 122$ до области $A \approx 110$ –130 с образованием новых элементов от палладия ($Z = 46$) до ксенона ($Z = 54$). Причем, в отличие от вариантов VI и VII, для которых γ -процесс почти не идет, для вариантов II и III идет активный захват нейтронов и бета-распад, что видно из рис. 4. Плотность свободных нейтронов для этих вариантов активно уменьшается, в отличие от вариантов VI и VII, в которых плотность свободных нейтронов N_n резко меняется только после прихода ударной волны.

Конечный химический состав, образовавшийся в результате нуклеосинтеза вдоль траектории V, близок к распределению элементов вдоль траектории II в основном благодаря увеличенному заряду $Z = 42$ исходного ядра. Поэтому, хотя избыток нейтронов в среде и был меньше (см. табл. 1), тяжелые элементы образовались во многом до прихода ударной волны, а кратковременный нагрев привел к частичной диссоциации наиболее тяжелых ядер.

На рис. 4 показана эволюция плотности свободных нейтронов для разных траекторий. Из сравнения кривых для разных вариантов видно, что длительность сохранения необходимой для поддержания γ -процесса величины плотности свободных нейтронов не превышает 100 мс, что достаточно для образования кадмиевого пика, но слишком мало для образования как платинового пика, так и актинидов. Из рис. 3 видно, что нуклеосинтез на траекториях II и III идет интенсивнее, поскольку начальное отношение $n/\text{seeds} > 10$, что заметно по характеру уменьшения плотности свободных нейтронов со временем (рис. 4). В случае, когда

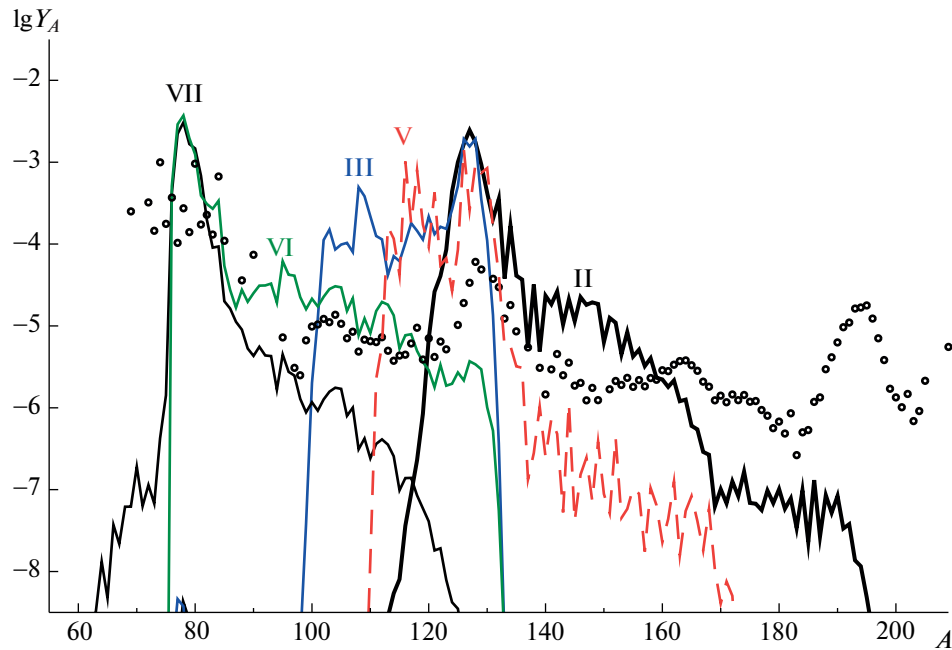


Рис. 3. Распространенность тяжелых элементов Y_A , образовавшихся в результате нуклеосинтеза в расширяющемся веществе нескольких зон взорвавшейся нейтронной звезды — приведены варианты № II–III, V–VII.

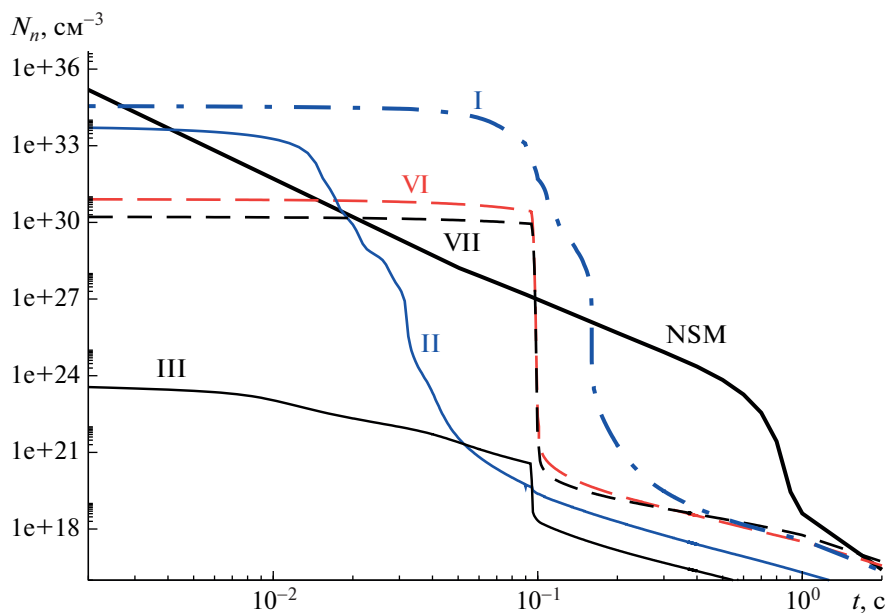


Рис. 4. Эволюция количества свободных нейтронов вдоль избранных траекторий II, III, VI, VII (см. табл. 1). Для сравнения приведены эволюция $N_n(t)$ при слиянии нейтронных звезд равных масс (обозначена как NSM) и вдоль усредненной траектории, описывающей эволюцию вещества внутренней коры с начальным значением $Y_e = 0.24$ — № I.

начальное значение $n/\text{seeds} < 1$ (варианты VI и VII), величина N_n долгое время меняется слабо.

Определение начального состава более глубоких слоев маломассивной нейтронной звезды — более сложная задача, чем расчет состава внешней коры, и зависит как от структуры субъядерного вещества, так и от деталей процесса декомпрессии

в процессе взрыва. Поэтому в качестве пробного расчета мы рассмотрели расширение внутреннего слоя с начальным значением $Y_e = 0.24$, состоящим из набора изотопов урана, что вполне возможно в соответствии с данными работы [16]. Результаты моделирования, приведенные на рис. 5, показывают успешный нуклеосинтез, позволяющий

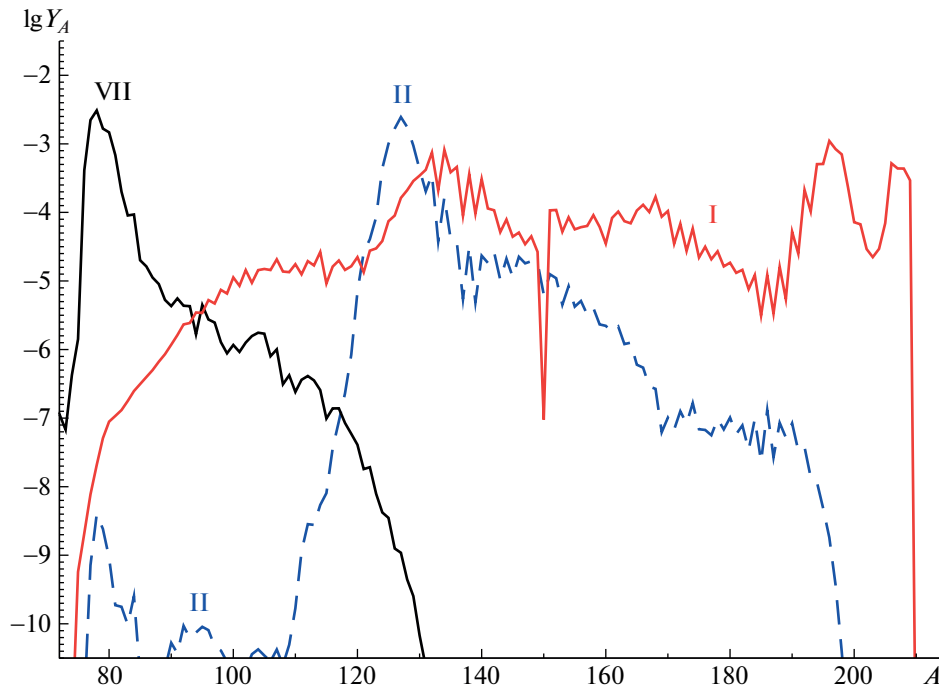


Рис. 5. Распространенность тяжелых элементов Y_A , образовавшихся в результате нуклеосинтеза при эволюции вещества внутренней коры (зона I). Для сравнения приведены значения $Y(A)$, полученные в расчетах нуклеосинтеза вдоль траекторий № II, VII.

предположить, что хотя взрыв нейтронной звезды минимальной массы и более редкое явление, чем слияние нейтронных звезд, но количество образующихся тяжелых элементов может быть сравнимо в обоих сценариях.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Наблюдения лантанидов в спектрах килоновой после регистрации гамма-всплеска и гравитационных волн [41] подтвердили теоретические сценарии γ -процесса [42], связанные со слиянием нейтронных звезд в конце эволюции тесной двойной системы. После многочисленных исследований процесса слияния нейтронных звезд и регистрации таких событий стало ясно, что такой сценарий является основным для образования большинства тяжелых элементов в γ -процессе. Но эволюция нейтронных звезд в тесных двойных системах сильно зависит не только от величины масс взаимодействующих нейтронных звезд, но и от различия масс обоих компонент. Так, процесс слияния нейтронных звезд близких масс был изучен при $M_1 \sim M_2$ в диапазоне масс от 1.2 до 1.8 M_\odot . При сильном различии масс нейтронных звезд M_1 и M_2 сценарий слияния может развиваться совсем иначе [13], по другому будет протекать и нуклеосинтез тяжелых элементов [43].

В настоящей работе был рассмотрен нуклеосинтез при взрыве маломассивного компонента

двойной системы, теряющего массу в результате перетекания вещества на более массивную нейтронную звезду и взрывающегося по достижении гидродинамически-неустойчивой конфигурации [13]. Вещество взорвавшегося остатка расширяется, и, пока плотность его высока, происходит нуклеосинтез новых элементов, преимущественно в веществе различных разлетающихся слоев мантии маломассивной нейтронной звезды с характерными значениями начального отношения электронов к барионам $Y_e \approx 0.2-0.4$.

Нуклеосинтез в рассмотренном сценарии рассчитывался на эволюционных траекториях пассивных частиц, связанных с различными зонами внешней коры. Было показано, что при этом протекает слабый γ -процесс и образуется “легкая” фракция тяжелых элементов в диапазоне массовых чисел от 80 (первый пик на кривой распространенности) до 130 (второй пик).

Расчет нуклеосинтеза, протекающего в веществе из более глубоких слоев звезды, связан с проблемой декомпрессии вещества с плотностью порядка ядерной и представляет собой сложную, пока не решенную задачу. Пробный расчет нуклеосинтеза для слоя внутренней коры, приведенный в данной работе, показал, что при разлете этого сильно нейтронизованного вещества возможен интенсивный γ -процесс с образованием наиболее тяжелых ядер вплоть до актинидов. Однако деталь-

ные расчеты для этой области нейтронной звезды еще предстоит сделать.

Исследование нуклеосинтеза во внешней коре маломассивной нейтронной звезды было выполнено при финансовой поддержке гранта Российского научного фонда № 21-12-00061 (<https://rscf.ru/project/21-12-00061>).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. A. G. W. Cameron, *Astrophys. Space Sci.* **82**, 123 (1982).
2. F. Kaeppeler, F.-K. Thielemann, and M. Wiescher, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **48**, 175 (1998).
3. F.-K. Thielemann, M. Eichler, I. V. Panov, and B. Wehmeyer, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **67**, 253 (2017).
4. O. Korobkin, S. Rosswog, A. Arcones, and C. Winteler, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **426**, 1940 (2012).
5. S. Rosswog, O. Korobkin, A. Arcones, F.-K. Thielemann, and T. Piran, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **439**, 744 (2014).
6. D. Martin, A. Perego, A. Arcones, F.-K. Thielemann, O. Korobkin, and S. Rosswog, *Astrophys. J.* **813**, 2 (2015).
7. J. M. Lattimer and M. Prakash, *Astrophys. J.* **550**, 426 (2001).
8. J. P. A. Clark and D. M. Eardley, *Astrophys. J.* **215**, 311 (1977).
9. P. Haensel, A. Yu. Potekhin, and D. G. Yakovlev, *Neutron Stars, Equation of State and Structure* (Springer, New York, 2007), Vol. 1, p. 619.
10. С. И. Блинныеков, И. Д. Новиков, Т. В. Переводчикова, А. Г. Полнарев, *Письма в Астрон. журн.* **10**, 177 (1984) [S. I. Blinnikov, I. D. Novikov, T. V. Perevodchikova, and A. G. Polnarev, *Sov. Astron. Lett.* **10**, 177 (1984)].
11. S. I. Blinnikov, V. S. Imshennik, D. K. Nadyozhin, I. D. Novikov, T. V. Perevodchikova, and A. G. Polnarev, *Sov. Astron.* **34**, 595 (1990).
12. B. P. Abbot *et al.*, *Astrophys. J. Lett.* **848**, L12, L13 (2017).
13. S. I. Blinnikov, D. K. Nadyozhin, N. I. Kramarev, and A. V. Yudin, *Astronomy* **65**, 385 (2021).
14. S. I. Blinnikov, A. V. Yudin, N. I. Kramarev, and M. S. Potashov, *Particles* **5**, 198 (2022).
15. P. Haensel and A. V. Potekhin, *Astron. Astrophys.* **428**, 191 (2004).
16. J. M. Pearson, N. Chamel, A. Y. Potekhin, A. F. Fantina, C. Ducoin, A. K. Dutta, and S. Goriely, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **481**, 2994 (2018).
17. S. Goriely, N. Chamel, and J. M. Pearson, *Phys. Rev. C* **88**, 024308 (2013).
18. S. B. Ruster, M. Hempel, and J. Schaffner-Bielich, *Phys. Rev. C* **73**, 3 (2006).
19. A. V. Yudin, *Astron. Lett.* **48**, 311 (2022).
20. K. Sumiyoshi, S. Yamada, H. Suzuki, and W. Hillebrandt, *Astron. Astrophys.* **334**, 159 (1998).
21. 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)].
22. 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)].
23. 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)].
24. С. И. Блинныеков, И. В. Панов, *Письма в Астрон. журн.* **22**, 45 (1996) [S. I. Blinnikov and I. V. Panov, *Astron. Lett.* **22**, 39 (1996)].
25. D. K. Nadyozhin, I. V. Panov, and S. I. Blinnikov, *Astron. Astrophys.* **335**, 207 (1998).
26. 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)].
27. И. В. Панов, *ЯФ* **81**, 57 (2018) [I. V. Panov, *Phys. At. Nucl.* **81**, 68 (2018)].
28. K. Langanke and G. Martinez-Pinedo, *Nucl. Phys. A* **673**, 481 (2000).
29. C. W. Gear, *Numerical Initial Value Problems in Ordinary Differential Equations* (Prentice-Hall, Englewood Clis, 1971).
30. S. I. Blinnikov and O. S. Bartunov, *Astron. Astrophys.* **273**, 106 (1993).
31. S. I. Blinnikov and N. V. Dunina-Barkovskaya, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **266**, 289 (1994).
32. Y. Aboussir, J. M. Pearson, A. K. Dutta, and F. Tondeur, *At. Data Nucl. Data Tables* **61**, 127 (1995).
33. P. Möller, J. R. Nix, W. D. Myers, and W. J. Swiatecki, *At. Data Nucl. Data Tables* **59**, 185 (1995).
34. P. Möller, J. R. Nix, and K.-L. Kratz, *At. Data Nucl. Data Tables* **66**, 131 (1997).
35. P. Möller, B. Pfeier, and K.-L. Kratz, *Phys. Rev. C* **67**, 055802 (2003).
36. T. Rauscher and F.-K. Thielemann, *At. Data Nucl. Data Tables* **5**(1–2), 1 (2000).
37. National Nuclear Data Center, Information Extracted from the NuDat2 Database, 2009, <http://www.nndc.bnl.gov/nudat2/>
38. 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).
39. I. V. Panov, E. Kolbe, B. Pfeier, T. Rauscher, K.-L. Kratz, and F.-K. Thielemann, *Nucl. Phys. A* **747**, 633 (2005).
40. И. В. Панов, А. Д. Долгов, *Письма в ЖЭТФ* **98**, 504 (2013).
41. N. R. Tanvir, A. J. Levan, C. Gonzalez-Fernandez, 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).
42. J. J. Cowan, C. Sneden, J. E. Lawler, A. Aprahamian, Wiescher, K. Langanke, G. Martinez-Pinedo, and F.-K. Thielemann, *Rev. Mod. Phys.* **93**, 015002 (2021).
43. I. V. Panov and A. V. Yudin, *Astron. Lett.* **46**, 518 (2020).

SYNTHESIS OF “LIGHT” HEAVY ELEMENTS UNDER EXPLOSION OF LOW-MASS NEUTRON STAR

I. V. Panov^{1),2)}, A. V. Yudin¹⁾

¹⁾*NRC “Kurchatov Institute”, Moscow, Russia*

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

The explosion of neutron star having the minimal mass and formed during evolution of close binary of neutron stars with strongly different masses was considered. The abundance of heavy elements, produced during expansion of external neutron star core after the low mass neutron star explosion was calculated. It was shown that in such a scenario in the external core the weak r-process occurs and fraction of “light” heavy elements was created.