ОБРАЗОВАНИЕ ТЯЖЕЛЫХ ЭЛЕМЕНТОВ ПРИ ВЗРЫВЕ МАЛОМАССИВНОЙ НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЫ В ТЕСНОЙ ДВОЙНОЙ СИСТЕМЕ

© 2020 г. И. В. Панов^{1,2*}, А. В. Юдин^{1,2}

¹Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт" — ИТЭФ, 117218, Москва, Россия

²Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт", 123182, Москва, Россия

Поступила в редакцию 28.05.2020 г.

После доработки 20.06.2020 г.; принята к публикации 25.06.2020 г.

Рассмотрен нуклеосинтез тяжелых элементов в сценарии эволюции тесной двойной системы нейтронных звезд, сильно различающихся по массе. Эволюция такой системы на конечной стадии, в отличие от многократно рассматривавшегося в литературе сценария слияния двух нейтронных звезд сравнимых масс, состоит в быстром перетекании вещества на более массивную звезду и взрывном разрушении маломассивного компонента. В статье приведены детали процесса взрыва и рассчитана распространенность образующихся при этом тяжелых элементов для различных начальных условий.

Ключевые слова: нейтронные звезды, тесные двойные системы, нуклеосинтез, ядерные реакции, бетараспад.

DOI: 10.31857/S0320010820080033

ВВЕДЕНИЕ

Процесс нуклеосинтеза, поддерживаемый быстрым захватом нейтронов (г-процесс), отвечает за образование в природе более половины всех элементов тяжелее железа. Он происходит в результате захвата нейтронов и последующих бета-распадов образующихся короткоживущих нейтронно-избыточных ядер в среде с высокой концентрацией нейтронов. Область его протекания на карте ядер лежит вблизи границы нейтронной стабильности (Бэрбидж и др., 1957; Кэмерон и др., 1957; Сигер и др., 1965).

Чтобы создать условия для г-процесса, способного образовать тяжелые элементы вплоть до самых тяжелых, необходима начальная высокая концентрация нейтронов: до 150 на одно зародышевое ядро (как правило, таковыми являются ядра железного пика). Подобные условия достигаются в астрофизических объектах в сценариях с большим избытком нейтронов и высокой плотностью вещества, например, при слиянии компактных звездных остатков в тесных двойных системах или при взрывах сверхновых достаточно редкого типа, обеспечивающих образование джетов с высокой концентрацией нейтронов (Тилеманн и др., 2017; Коуэн и др., 2020), а также в горячем ветре от молодых нейтронных звезд (Кэмерон, 2001; Арконес, Тилеманн, 2013).

Первая регистрация процесса слияния нейтронных звезд (Аббот и др., 2017) и одновременное наблюдение г-элементов (Танвир и др., 2017) подтвердили понимание того, что основной сценарий развития г-процесса связан скорее с выбросами вещества, образующихся при слиянии нейтронных звезд (СНЗ) в конце эволюции тесной двойной системы, а не со взрывами сверхновых (Хьюдепол и др., 2010).

Детали сценария СНЗ известны достаточно давно (Фрайбургхаус и др., 1999) и на их основе были определены условия для синтеза тяжелых элементов в г-процессе. Нейтронные звезды (НЗ), образующие тесную двойную систему, сближаются вследствие потери момента импульса системой на излучение гравитационных волн. На последней стадии звезды сливаются в один объект сверхмассивную НЗ или черную дыру, при этом часть вещества выбрасывается из системы в виде струй или ветра. Это — так называемый сценарий слияния (merging), наиболее популярный в настоящее время.

Однако существует другая возможность: если система изначально была сильно асимметрична, то может реализоваться сценарий обдирания

^{*}Электронный адрес: **panov_iv@itep.ru**

(stripping, см. Кларк, Эрдли 1977). В нем более массивная и компактная звезда "пожирает" своего менее массивного и более протяженного компаньона. Последний, теряя массу в процессе такой эволюции, подходит к последней устойчивой конфигурации НЗ минимальной массы и взрывается. На связь этого процесса с гамма-всплесками впервые было указано в статье Блинникова и др. (1984).

В настоящей работе мы представляем первый расчет процесса нуклеосинтеза в сценарии обдирания. Статья устроена следующим образом. В следующем разделе мы кратко опишем сценарий обдирания. Затем рассмотрим алгоритм расчета процесса нуклеосинтеза. Далее опишем динамику взрывного разрушения маломассивной нейтронной звезды (МНЗ). В заключительном разделе представим результаты расчета г-процесса и сделаем выводы.

МОДЕЛЬ ОБДИРАНИЯ

Последние стадии эволюции системы нейтронных звезд привлекают повышенное внимание исследователей. Однако практически во всех проведенных до сих пор многомерных гидродинамических расчетах массы НЗ были близки и достаточно велики $M \gtrsim M_{\odot}$, и результатом их взаимодействия являлось слияние (Коробкин и др., 2012; Россвог и др., 2014; Мартин и др., 2015). Действительно, радиус таких НЗ слабо зависит от массы (Lattimer and Prakash, 2001), и при соприкосновении они ведут себя подобно двум каплям жидкости, сливаясь в один объект — сверхмассивную НЗ или черную дыру.

Но если система сильно асимметрична, т.е. массы компонент значительно отличаются, и, более того, масса МНЗ достаточно мала, может реализоваться сценарий обдирания (Кларк, Эрдли, 1977). 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, Хензель и др., 2007) и взорваться, собственно и производя гаммавсплеск (Блинников и др., 1984, 1990).

Интерес к модели обдирания возродился после исторической идентификации гравитационного сигнала GW170817 и гамма-всплеска GRB170817A (Аббот и др., 2017). Наблюдения показали, что многие параметры этого гаммавсплеска, оказавшегося весьма пекулярным, близки к предсказаниям модели обдирания (см. обсуждение в работе Юдин и др., 2019).

Результаты наших гидродинамических расчетов процесса взрывного разрушения нейтронной звезды минимальной массы (см. также Блинников и др., 1990; Сумиоши и др., 1998) были использованы для определения характера протекающего при этом нуклеосинтеза.

АЛГОРИТМ РАСЧЕТА НУКЛЕОСИНТЕЗА

В условиях высокой концентрации нейтронов нуклеосинтез в r-процессе идет вблизи границы нейтронной стабильности, что требует прогнозирования всех характеристик короткоживущих неизученных экспериментально ядер. Дополнительной сложностью при моделировании r-процесса в сильно нейтроноизбыточной среде, характерной и для процесса слияния нейтронных звезд, является деление. Как было впервые показано в численных расчетах r-процесса в сценарии слияния нейтронных звезд (СНЗ, см., например, Фрайбургхаус и др., 1999), деление ядер тяжелых элементов приводит к зацикливанию нуклеосинтеза (Панов и др., 2003), т.е. к вовлечению большого числа ядерпродуктов деления в качестве новых зародышевых ядер в r-процесс и к образованию большинства тяжелых элементов от второго пика на кривой распространенности 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 (Панов и др., 2003, 2008, 2009), усложняет систему уравнений и процесс моделирования и требует оптимизации численных схем и алгоритмов.

Для численных расчетов г-процесса была применена кинетическая схема, ранее реализованная в программе SYNTHeZ (Блинников, Панов, 1996; Надёжин и др., 1998), определяющая концентрации всех вовлеченных в нуклеосинтез ядер, включая контроль концентрации нейтронов. В доработанном коде SYNTHeR (nucleoSYNTHesis of HEavy elements in the R-process, Корнеев, Панов, 2011), реакции деления были дополнены корректным учетом массового распределения ядерпродуктов деления и их возвращения в г-процесс в качестве новых зародышевых ядер, приводящего к установлению квазистационарного тока ядер.

Поскольку 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, то коды нуклеосинтеза были дополнены реакциями с заряженными частицами, а также ранее не учитывавшимся взаимодействием нуклонов и ядер с электронами (Панов и др., 2018). Мы дополнили используемый код SYNTHeR реакциями слабого взаимодействия, банк которых (Ланганке, МартинецПинедо, 2000) содержит данные для изотопов элементов железного пика (20 < Z < 32). Более легкие элементы (Z < 20) в этом банке отсутствуют, хотя, как было недавно показано (Фишер и др., 2016), роль легких элементов также достаточно значительна и потому их реакции с электронами также должны быть учтены. Слабые процессы особенно важны при высоких температурах ($T > 5 \times$ $\times 10^9$ K) и плотностях ($\rho > 10^8$ г/см³) и приводят, в частности, к изменению доли электронов $Y_{\rm e}$.

Поскольку скорости реакций перечисленных процессов, определяющие собственные значения матрицы Якоби системы дифференциальных уравнений, реализованных в наших кодах нуклеосинтеза, различаются по абсолютному значению на порядки, то система уравнений нуклеосинтеза является классическим примером жесткой системы обыкновенных дифференциальных уравнений (ОДУ). Для численного интегрирования жестких систем ОДУ разработано много методов, одним из наиболее эффективных признан метод Гира (Гир, 1971).

В основе алгоритма лежит метод предсказания и коррекции (предиктор-корректор) с автоматическим выбором шага и порядка метода. Основную трудность в реализации данного алгоритма представляет необходимость решения очень большой системы линейных уравнений (порядка нескольких тысяч — по числу уравнений в системе нуклеосинтеза) при проведении итераций корректора. Поскольку матрица коэффициентов в этой системе является разреженной, то для ее решения применялись специальные методы, разработанные для разреженных матриц (см., например, Писсанецки, 1984), в частности, специальный пакет программ для астрофизических задач (Блинников и др., 1993), позволившие ускорить отдельные алгоритмы на 1-2 порядка. Причем отметим, что выбор метода решения разреженной системы оказывает решающее влияние на эффективность всего алгоритма для кинетической задачи.

Распространенные методы (Гиббс и др., 1976), предполагающие, что матрица имеет симметричную структуру, не всегда оказываются хорошим приближением для реальной задачи (Лютостанский и др., 1986), поэтому нами был выбран алгоритм для разреженных матриц произвольной структуры (Эстербю, Златев, 1983), который реализован в обоих кодах SYNTHeZ и SYNTHeR, 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} и A_{\max} — согласно используемой массовой модели: обобщенной модели Томаса— Ферми с интегралом Струтинского (Абуссир и др., 1995) или жидко-капельной модели (Мёллер и др., 1995). 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 и другие основные реакции горения, как и реакции альфа-распада, деления и слабые взаимодействия. Они включают: все парные реакции с нейтронами, протонами, альфачастицами и гамма-квантами; бета-распад и бетазапаздывающие процессы, такие как испускание нескольких нейтронов при бета-распаде и запаздывающем делении; вынужденное и спонтанное деление; ряд других важных реакций, таких как $3-\alpha$ реакция и реакции горения 12 С, 16 О, 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 использующихся скоростей бета-распада и запаздывающих нейтронов (Мёллер и др., 1997, 2003), альфа-распада (Мёллер и др., 2003), скоростей термоядерных реакций (Раушер, Тилеманн, 2000) и деления (Панов и др., 2005, 2010, 2013; Корнеев, Панов, 2011). Экспериментально измеренные скорости бета-распада взяты из ядерной базы данных NuDat2 (2009). Скорость захвата нейтронов тяжелыми ядрами (для элементов с Z > 83), а также скорости деления, индуцированного нейтронами, основаны на расчетах Панова и др. (2010), а скорости запаздывающего деления взяты из работ Панова и др. (2005, 2010).

ВЗРЫВ НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЫ МАЛОЙ МАССЫ

Нейтронная звезда минимальной массы имеет специфическое строение. На рис. 1 показана зависимость логарифма плотности $\lg \rho$ от радиальной координаты r, рассчитанная с помощью уравнения состояния Хензеля и Потехина (2004). На верхней оси показаны соответствующие значения лагранжевой (массовой) координаты m.

Хорошо видна структура вещества: в центре находится ядро H3, состоящее из ядерного вещества. Ядро окружено мантией: слоем из экзотических ядерных конфигураций ("лазанья", "паста" и т.д., см. Хензель и др., 2007), а также гиперядер, погруженных в море свободных нейтронов. Эта часть, содержащая 90% массы всей звезды, имеет радиус чуть больше 10 км.

Внешняя кора состоит из последовательности монослоев ядер (Рустер и др., 2006), начиная от сильно нейтронно-избыточных изотопов, таких как



⁸²Ge

⁸⁶Kr

Рис. 1. Структура НЗ минимальной массы. Символами отмечены начальные позиции четырех траекторий, использованных для расчета нуклеосинтеза.

r (км)

¹¹⁸Kr

120S1

 122 Zr

10

¹¹⁸Se, до ⁵⁶Fe на поверхности. Конкретная последовательность ядер может слегка меняться в зависимости от используемой массовой формулы и других параметров вычисления уравнения состояния коры H3 (см., например, Мартин и др., 2015), однако общая тенденция остается той же.

 m/M_{\odot}

14

12

10 gb

8

6

4

1

2.8e-3

Также символами разной формы на рисунке показаны начальные данные для четырех траекторий, использованных для расчета нуклеосинтеза. Некоторые их параметры приведены в табл. 1.

Рассмотрим процесс взрывного разрушения нейтронной звезды минимальной массы, предпо-

Таблица 1. Параметры траекторий, использованных для расчета нуклеосинтеза

Вариант, №	Исходный состав	T_9^{\max}	$ ho_0^{ m max},$ г/см 3	r_0 , km	$Y_{ m e}$
1	¹¹⁶ Se	0.93	4×10^{11}	12.5	0.25
2	⁷⁸ Ni	2.5	10^{11}	17.8	0.335
3	⁸⁴ Se	6.3	10^{10}	33.8	0.405
4	⁶⁴ Ni	10	10^{9}	63.5	0.44

лагая сферическую симметрию задачи (см. Юдин и др., 2019). Впервые динамика этого процесса была рассчитана в работе Блинникова и др. (1990). На рис. 2 показаны профили скорости разлета вещества НЗ как функции массовой координаты *m*. Цифрами отмечено время (в секундах) от момента потери звездой гидродинамической устойчивости. Разлет начинается с поверхности звезды и к моменту $t_5 = 0.371$ волна разряжения достигает центра. К этому времени уже практически вся звезда расширяется со скоростью порядка одной десятой от скорости света, и волна ускорения движется в обратном направлении, наружу. При этом происходит важное явление: приблизительно между моментами времени $t_6 = 0.373$ и $t_7 = 0.375$ эта волна пересекает границу мантии и коры НЗ при $m \approx 0.08 M_{\odot}$. Ускоряясь по резко ниспадающему профилю плотности (рис. 1), она превращается в ударную волну и нагревает вещество.

⁶²Ni

300

100

Поведение плотности и температуры на четырех выбранных траекториях (см. табл. 1 и рис. 1) показано на рис. З. Первоначально плотность и температура падают вследствие общего расширения. Затем, начиная с момента $t \approx 0.365$, вещество начинает нагреваться акустическими колебаниями, неизбежно генерируемыми в процессе расширения



Рис. 2. Профили скорости разлета вещества НЗ как функции массовой координаты m. Цифрами отмечены моменты времени (в секундах): $t_1 = 0.360$, $t_2 = 0.365$, $t_3 = 0.368$, $t_4 = 0.369$, $t_5 = 0.371$, $t_6 = 0.373$, $t_7 = 0.375$, $t_8 = 0.376$, $t_9 = 0.378$.

центральной части звезды. Эти малые возмущения, распространяясь от ядра по ниспадающему профилю плотности, ускоряются и, превращаясь в слабые ударные волны, греют вещество. Позднее, уже к моменту времени $t \approx 0.375$, к рассматриваемым слоям звезды подходит сильная ударная волна (ее образование видно на рис. 2 между профилями, отмеченными маркерами 7 и 8) и вызывает очень быстрое увеличение плотности (в 2-3 раза) и температуры (на порядки величин). Этот момент 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 алгоритма решения уравнений. После достижения пиковых значений плотность и температура продолжают свое падение. Как показывает наш гидродинамический расчет, их уменьшение происходит из-за разлета вещества в режиме, более быстром, чем свободный разлет: $\rho \sim t^{-3.6}, T \sim \rho^{2/3} \sim t^{-2.4}$.

Легко оценить параметры рассматриваемой нами двойной системы нейтронных звезд в момент взрыва. Радиус полости Роша *R*_R маломассивной НЗ примерно совпадает с ее радиусом, т.е. $R_{\rm R} \approx R_{\rm s} \approx 270$ км (рис. 1). Расстояние *а* между компонентами двойной системы связано с размером полости Роша приближенным соотношением (Пачинский, 1971):

$$\frac{R_{\rm R}}{a} \approx 0.462 \left(\frac{q}{1+q}\right)^{1/3},\tag{1}$$

где $q = m_2/m_1$ — отношение масс компонент. Взяв для оценки $m_1 = 1.4 \ M_{\odot}$ и $m_2 = 0.1 \ M_{\odot}$, получим $a \approx 1441$ км. Скорость убегания вещества с поверхности НЗ малой массы есть $V_{\rm esc} = \sqrt{\frac{2Gm_2}{R_{\rm s}}} \approx 10^9 \ {\rm cm/c}$, скорость убегания из поля массивного компонента есть $V_{\rm esc} = \sqrt{\frac{2Gm_1}{a}} \approx 1.6 \times 10^9 \ {\rm cm/c}$. Таким образом, выброшенное при взрыве НЗ малой массы вещество имеет скорости (рис. 2), как минимум в несколько раз превосходящие скорость убегания. В действительности, в этих простых оценках мы не учли собственного орбитального движения компонент, однако детальный численный расчет (Мануковский, 2010) процесса раз-



Рис. 3. Эволюция плотности и температуры вдоль четырех рассмотренных траекторий 1-4 как функции времени.

лета вещества в рассматриваемой двойной системе нейтронных звезд подтверждает наш вывод.

ОБРАЗОВАНИЕ ТЯЖЕЛЫХ ЭЛЕМЕНТОВ ПРИ ВЗРЫВЕ МНЗ

Вдоль описанных выше наиболее характерных траекторий в off-line режиме был рассчитан нуклеосинтез тяжелых элементов. Эволюция состава при температуре $T_9 > 7$ определялась в NSE-приближении (NSE — ядерное статистическое равновесие), а при понижении температуры для расчета распространенности элементов использовался код SYNTHeR (Корнеев, Панов, 2011). Для моделирования наиболее сложен переходный режим, когда сверхсжатое вещество при субъядерной плотности, состав которого определяется уравнением состояния, быстро переходит в качественно другое состояние плотной горячей плазмы, описываемой в частности уравнениями Больцмана-Максвелла, и развитой для таких условий кинетической моделью нуклеосинтеза (Блинников, Панов, 1996). Поэтому переход от субъядерного вещества, состоящего из экзотических переобогащенных нейтронами ядер к кинетике ядерных реакций, был осуществлен формально. Основой для осуществления такого перехода было сохранение имеющегося до взрыва локального значения доли электронов Ye (определяющей

степень нейтронизации вещества) вплоть до начала процесса нуклеосинтеза. При дальнейшем развитии модели эта проблема будет решаться итерационно в расчетах нуклеосинтеза совместно с гидродинамикой расширения вещества, отслеживая как его локальный нагрев ударной волной, так и учитывая энерговыделение при бета-распаде и делении.

Ниже обсуждаются результаты расчетов нуклеосинтеза для четырех траекторий, характеризующихся различной величиной начального значения Уе и химического состава исходных изотопов (см. табл. 1). На рис. 4 показана эволюция доли электронов, причем увеличение Ye (при его начальных значениях менее 0.4) неявно отражает интенсивность и продолжительность г-процесса, начинающегося после второй волны расширения $t \approx 0.37$. Концентрация электронов $Y_{\rm e}$ наиболее сильно меняется за счет бета-распадов как вдоль пути r-процесса, так и на стадии охлаждения в результате распада нестабильных изотопов и образования стабильных элементов, только если Ye < ≤ 0.4 . В нагреве вещества при прохождении ударной волны для вариантов 1 и 2 роль термоядерных реакций относительно невелика (вариант 2) или мала (вариант 1) и отношение электронов к протонам меняется монотонно, по мере осуществления бета-распадов нейтронно-избыточных ядер, образованных преимущественно в г-процессе. Увеличе-



Рис. 4. Зависимость доли электронов Y_e от времени на четырех выбранных траекториях. Цифры у кривых — номера траекторий.

ние Y_e в нуклеосинтезе вдоль траектории 1 происходит значительно дольше, чем вдоль траектории 2, за счет бета-распада большого количества долгоживущих изотопов редкоземельных и трансурановых элементов. При сильном нагреве (что особенно видно для варианта 4) роль термоядерных реакций в веществе при прохождении ударной волны повышается, однако заметное влияние на величину скачка величины Y_e может оказать и численный эффект, связанный с быстропеременными процессами на ударном фронте. Этот аспект проблемы требует дополнительного исследования.

Следующий рис. 5 показывает эволюцию количества свободных нейтронов по мере развития гпроцесса. Из рисунка следует, что достаточный для протекания г-процесса уровень свободных ней-тронов $N_n \ge 10^{22}$ см⁻³ поддерживается в течение нескольких сотен миллисекунд, что достаточно для образования всех тяжелых ядер вплоть до урана, только вдоль траекторий 1 и 2 (рис. 6). Соответственно для вариантов 3 и 4, для которых начальный избыток нейтронов очень быстро уменьшается в процессе перехода от субъядерной плотности к плотностям порядка плотностей горячего ветра, г-процесс не идет и образование новых элементов происходит преимущественно за счет (α, X) реакций, в том числе при нагреве вещества ударной волной и вспышке нуклеосинтеза за счет ускорения термоядерных реакций.

Скачки величины N_n (варианты 2 и 4), видимые на рис. 5 в момент $t \sim 0.37$, или резкое поглощение нейтронов (в варианте 3) происходят с включением термоядерных реакций при прохождении ударной волны и в значительной мере обусловлены численными эффектами, влияние которых на решение мало. Отметим, что значительное и плавное понижение значений N_n на малых временах $t < 10^{-12}, 10^{-8}, 0.01$ с, определяется в основном включением термоядерных реакций перезарядки.

Пики в области атомных масс с $A \sim 130$ и 196 для вариантов 1 и 2 (рис. 6) хорошо структурированы и согласуются с наблюдениями по величине и месту. Редкоземельный пик $A \sim 160-170$ для варианта 1 образуется, причем даже избыточно по сравнению с данными наблюдений.

ВЫВОДЫ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Процесс эволюции тесных двойных систем может быть разным — при одних условиях осуществляется слияние нейтронных звезд, при других возможно перетекание вещества между компаньонами (обдирание), завершающееся взрывом маломассивной НЗ. Для реализации механизма обдирания массы компонентов двойной системы должны сильно различаться.

Среди всей популяции двойных НЗ доля двойных звезд с маломассивным компаньоном, повидимому, невелика. Такая конфигурация двойной



Рис. 5. Зависимость концентрации свободных нейтронов *N*ⁿ от времени на четырех выбранных траекториях. Цифры у кривых — номера траекторий.



Рис. 6. Распространенность химических элементов, образованных в конце нуклеосинтеза вдоль четырех выбранных траекторий. Точки — распространенность тяжелых элементов, образованных в солнечной системе. Цифры у кривых — номера траекторий.

ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 46 № 8 2020

системы, вероятность образования которой еще также предстоит определить, и будет представлять долю stripping-механизма гамма-всплесков в их общей популяции.

Полученные оригинальные результаты по расчетам нуклеосинтеза в сценарии эволюции двух нейтронных звезд существенно разной массы показывают, что в сценарии обдирания при эволюции двух нейтронных звезд часть вещества коры и мантии нейтронизована достаточно сильно для того, чтобы в нем в процессе взрыва и разлета мог идти r-процесс с образованием большого количества тяжелых элементов. Кривая распространенности тяжелых ядер Y(A), образующихся при разрушении МНЗ, в целом хорошо согласуется как с данными наблюдений распространенности тяжелых элементов, так и с результатами расчетов распространенности тяжелых элементов при классическом слиянии нейтронных звезд. Причем для некоторых траекторий распространенность тяжелых элементов объединяет распространенность "тяжелой" фракции распространенности элементов, характерной для выброса в сценарии СНЗ, и "легкой" составляющей, образующейся в ветрах от горячего массивного нейтронного остатка в том же сценарии СНЗ. Из рис. 6 следует, что при образовании третьего пика (вариант 1) "железный" пик элементов с массовыми числами порядка 80 не выгорает, что отличается от динамики образования тяжелых элементов в сценарии СНЗ, в котором образуются 2-й и 3-й пики (основной г-процесс) в джетах, либо формируются только 1-й и 2-й пики (неполный r-процесс в ветре).

Процесс нуклеосинтеза рассчитан off-line на фиксированных треках, без интегрирования вклада нуклеосинтеза для всех возможных траекторий, что позволяет оценить различие расчетов нуклеосинтеза для разных слоев выбрасываемого вещества. Фактически это первый этап в проекте исследования сценария обдирания и особенностях нуклеосинтеза, протекающего при взрыве маломассивного остатка. Нашей конечной задачей является самосогласованный расчет процесса взрыва МНЗ, учитывающий в том числе и дополнительный разогрев вещества при интенсивном нуклеосинтезе за счет бета-распада и деления. Над этой задачей авторы работают в настоящее время.

Авторы благодарны С.И. Блинникову и Д.К. Надёжину за обсуждение физических процессов на конечных стадиях эволюции системы нейтронных звезд и уравнения состояния сверхплотного вещества, и Н.И. Крамареву за участие в обсуждении и интерес к работе. Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант 18-29-21019 мк).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Аббот и др. (В.Р. Abbot, et al.), Astrophys. J. Lett. **848**, L12, L13 (2017).
- 2. Абуссир и др. (Y. Aboussir, J.M. Pearson, A.K. Dutta, and F. Tondeur), At. Data Nucl. Data Tables **61**, 127 (1995).
- 3. Арконес и др. (A. Arcones and F.-K. Thielemann), J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **40**, 013201 (2013).
- Блинников С.И., Новиков И.Д., Переводчикова Т.В., Полнарев А.Г., Письма в Астрон. журн. 10 (1984) [S.I. Blinnikov, I.D. Novikov, T.V. Perevodchikova, A.G. Polnarev, Sov. Astron. Lett. 10, 177 (1984)].
- 5. Блинников и др. (S.I. Blinnikov, V.S. Imshennik, D.K. Nadyozhin, I.D. Novikov, T.V. Perevodchikova, and A.G. Polnarev), Sov. Astron. **34**, 595 (1990).
- 6. Блинников, Бартунов (S.I. Blinnikov and O.S. Bartunov), Astron. Astrophys. **273**, 106 (1993).
- Блинников С.И., Панов И.В., Письма в Астрон. журн. 22 45 (1996) [S.I. Blinnikov and I.V. Panov, Astron. Lett. 22, 39 (1996)].
- 8. Бэрбидж и др. (E.M. Burbidge, G.R. Burbidge, W.A. Fowler, and F. Hoyle), Rev. Mod. Phys. **29**, 547 (1957).
- 9. Гиббс и др. (N.E. Gibbs, W.G. Poole, and P.K. Stockmeyer), SIAM J. Numer. Anal. 13, 236 (1976).
- Гир (С.W. Gear), Numerical Initial Value Problems in Ordinary Differential Equations (Prentice-Hall, Englewood Cliffs, NJ, 1971).
- Гир (С.W. Gear), Numerical Initial Value Problems in Ordinary Differential Equations (Prentice-Hall, Englewood Cliffs, NJ, 1971).
- 12. Кларк, Эрдли (J.P.A. Clark and D.M. Eardley), Astrophys. J. **215**, 311 (1977).
- Коробкин и др. (О. Korobkin, S. Rosswog, A. Arcones, and C. Winteler), MNRAS 426, 1940 (2012).
- 14. Корнеев И.Ю., Панов И.В., Письма в Астрон. журн. **37**, 930 (2011) [I.Yu. Korneev and I.V. Panov, Astron. Lett. **37**, 864 (2011)].
- Коуэн и др. (J.J. Cowan, C. Sneden, T.C. Beers, J.E. Lawler, A. Aprahamian, M. Wiescher, K. Langanke, G. Martinez-Pinedo, and F.-K. Thielemann), arXiv:1901.01410 [astro-ph.HE], submitted to Reviews of Modern Physics (2020).
- 16. Кэмерон (A.G.W. Cameron), Publ. Astron. Soc. Pac. **69**, 201 (1957).
- 17. Кэмерон (A.G.W. Cameron), Astrophys. J. **562**, 456 (2001).
- 18. Ланганке, Мартинец-Пинедо (К. Langanke and G. Martinez-Pinedo), Nucl. Phys. A **673**, 481 (2000).
- 19. Латтимер, Пракаш (J.M. Lattimer and M. Prakash), Astrophys. J. **550**, 426 (2001).
- Лютостанский Ю.С., Панов И.В., Синюкова О.Н., Филиппов С.С., Чечеткин В.М., Ядерная физика 4, 66 (1986).
- 21. Мануковский (K.V. Manukovskiy), Astron. Lett. **36**, 191 (2010).

- 22. Мартин и др. (D. Martin, A. Perego, A. Arcones, F.-K. Thielemann, O. Korobkin, and S. Rosswog), Astrophys. J. 813, 2 (2015).
- 23. Мёллер и др. (Р. Möller, J.R. Nix, W.D. Myers, W.J. Swiatecki, ADNDT **59**, 185 (1995).
- 24. Мёллер и др. (P. Möller, J.R. Nix, and K.-L. Kratz), Atomic Data Nucl. Data Tables **66**, 131 (1997).
- 25. Мёллер и др. (Р. Möller, В. Pfeiffer, and K.-L. Kratz), Phys. Rev. C **67**, 055802 (2003).
- 26. Надёжин и др. (D.K. Nadyozhin, I.V. Panov, and S.I. Blinnikov), Astron. Astrophys. **335**, 207 (1998).
- Панов И.В., Тилеманн Ф.-К., Письма в Астрон. журн. 29, 508 (2003) [I.V. Panov and F.-К. Thielemann, Astron. Lett. 29, 510 (2003)].
- 28. Панов и др. (I.V. Panov, E. Kolbe, B. Pfeiffer, T. Rauscher, K.-L. Kratz, and F.-K. Thielemann), Nucl. Phys. A **747**, 633 (2005).
- 29. Панов и др. (I.V. Panov, I.Yu. Korneev, T. Rauscher, and F.-K. Thielemann), Astron. Astrophys. **513**, A61 (2010).
- Панов И.В., Тилеманн К.-Ф., Письма в Астрон. журн. 34, 213 (2008) [I.V. Panov, I.Yu. Korneev, and F.-K. Thielemann, Astron. Lett. 34, 189 (2008)].
- Панов И.В., Корнеев И.Ю., Тилеманн Ф-К., Ядерная физика 72, 1026 (2009) [I.V. Panov, I.Yu. Korneev and F.-K. Thielemann, Phys. Atomic Nucl. 72, 1026 (2009)].
- Панов И.В., Корнеев И.Ю., Лютостанский Ю.С., Тилеманн Ф.-К., Ядерная физика **76**, 90 (2013) [I.V. Panov, I.Yu. Korneev, Yu.S. Lutostansky, and F.-K. Thielemann, Phys. Atomic Nucl. **76**, 88 (2013)].
- Панов И.В., Корнеев И.Ю., Мартинец-Пинедо Г., Тилеманн Ф.-К., Письма в Астрон. журн. **39**, 173 (2013) [I.V. Panov, I.Yu. Korneev, G. Martinez-Pinedo, and F.-K. Thielemann, Astron. Lett. **39**, 150 (2013)].
- Панов И.В., Глазырин С.И., Рёпке Ф., Блинников С.И., Письма в Астрон. журн. 44, 331 (2018)
 [I.V. Panov, S.I. Glazyrin, F. Roepke, S.I. Blinnikov, Astron. Lett. 44, 309 (2018)].
- 35. Пачинский (B. Paczynski), Ann. Rev. Astron. Astrophys. 9, 183 (1971).
- Писсанецки (S. Pissanetzky), Sparse matrix Technology (Acad. Press, London Orlando etc., 1984) (русский перевод: Технология разреженных матриц, М.: Мир, 1988).
- 37. Раушер, Тилеманн (T. Rauscher and F.-K. Thielemann), Atomic Data Nucl. Data Tabl. 5, 1 (2000).

- 38. Россвог и др. (S. Rosswog, O. Korobkin, A. Arcones, F.-K. Thielemann, and T. Piran), MNRAS **439**, 744 (2014).
- 39. Рустер и др. (S.B. Ruster, M. Hempel, and J. Schaffner-Bielich), Phys. Rev. C **73**, 3 (2006).
- 40. Сигер и др. (Р.А. Seeger, W.A. Fowler, and D. Clayton), Astrophys. J. Suppl. Ser. **11**, 121 (1965).
- 41. Сумиоши и др. (K. Sumiyoshi, S. Yamada, H. Suzuki, and W. Hillebrandt), Astron. Astrophys. **334**, 159 (1998).
- 42. Танвир и др. (N.R. Tanvir, A.J. Levan, C. Gonzalez-Fernandez, O. Korobkin, et al.), Astrophys. J. 848, L27 (2017).
- 43. Тилеманн и др. (F.-K. Thielemann, M. Eichler, I.V. Panov, and B. Wehmeyer), Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. **67**, 253 (2017).
- 44. Фишер и др. (Т. Fischer, G. Martinez-Pinedo, M. Hempel, L. Huther, G. Ropke, S. Typel, and A. Lohs), EPJ Web Conf. 109, 06002 (2016).
- 45. Фрайбургхаус и др. (С. Freiburghaus, S. Rosswog, and F.-K. Thielemann), Astrophys. J. **525**, L121D (1999).
- 46. Хензель, Потехин (P. Haensel and A.V. Potekhin), Astron. Astrophys. **428**, 191 (2004).
- 47. Хензель и др. (P. Haensel, A.Yu. Potekhin, and D.G. Yakovlev), *Neutron Stars, Equation of State and Structure* (Springer, New York, NY, 2007), v. 1, p. 619.
- 48. Хьюдепол и др. (L. Hudepohl, B. Mueller, H.-T. Janka, A. Marek, A. Marek, and G.G. Raffelt), Phys. Rev. Lett. **104**, 251101 (2010).
- Эстербю, Златев (О. Østerby and Z. Zlatev), *Direct Methods for Sparse Matrices* (Lecture Notes in Computer Science, 157, (1983). Springer, Berlin-Heidelberg-New York-Tokyo) (русский перевод: Прямые методы для разреженных матриц. М.: Мир, 1987).
- 50. Юдин А.В., Разинкова Т.Л., Блинников С.И., Письма в Астрон. журн. **45**, 12, 893 (2019) [A.V. Yudin et al., Astron. Lett. **45**, 847 (2019)].
- 51. NuDat2, 2009, National Nuclear Data Center, Information Extracted from the NuDat 2 Database, http://www.nndc.bnl.gov/nudat2/