

ТЕПЛОВЫЕ НЕЙТРИНО ОТ ВЗРЫВА НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЫ МИНИМАЛЬНОЙ МАССЫ

© 2022 г. А. В. Юдин^{1*}, Н. В. Дунина-Барковская¹, С. И. Блинников¹

¹НИИЦ “Курчатовский институт”, Москва, Россия

Поступила в редакцию 23.08.2022 г.

После доработки 11.09.2022 г.; принята к публикации 14.09.2022 г.

Представлен расчет теплового нейтринного излучения, сопровождающего взрыв нейтронной звезды минимальной массы. Светимость нейтрино при этом оказывается примерно на пять порядков ниже, чем светимость при взрыве сверхновой звезды, а унесенная нейтрино энергия мала по сравнению с энергией взрыва. Также показано, что потери энергии на нейтрино не препятствуют нагреву оболочки и кумуляции ударной волны при ее выходе на поверхность звезды и ускорению внешней части оболочки до ультрарелятивистских скоростей.

Ключевые слова: нейтронные звезды, релятивистская гидродинамика, гамма-всплески, нейтрино.

DOI: 10.31857/S032001082209008X

ВВЕДЕНИЕ

В 2017 г. одновременное детектирование гравитационно-волнового сигнала GW170817 и гамма-всплеска GRB170817A (Аббот и др., 2017) подтвердило давно предсказанную связь (Блинников и др., 1984) между короткими гамма-всплесками и процессом слияния нейтронных звезд (НЗ). Сам процесс слияния обычно представляется именно как объединение (merging) двух НЗ в один объект — сверхмассивную нейтронную звезду или черную дыру, с небольшим выбросом массы (см., например, обзор Байотти, Реццола, 2017, и ссылки там). Однако существует конкурирующий механизм процесса: обдирание (stripping), в рамках которого более массивная НЗ пожирает своего легкого компаньона (Кларк, Эрдли, 1977). Отсылая заинтересованного читателя к недавним работам на эту тему (Блинников и др., 2021, 2022), остановимся здесь лишь на важнейшей составляющей данного механизма — взрыве нейтронной звезды минимальной массы (НЗММ). Сам процесс взрыва, впервые рассчитанный Д.К. Надёжиным (Блинников и др., 1990), по энергетике оказался близок к классической энергии взрыва сверхновой, порядка 10^{51} эрг. При этом внешние слои звезды нагреваются до температур порядка $T \sim 10^9 - 10^{10}$ К, производя слабый гамма-всплеск с энергией $\sim 10^{43} - 10^{47}$ эрг, в замечательном согласии с наблюдениями GRB170817A.

Нейтронная звезда минимальной массы (порядка $0.1M_{\odot}$) имеет специфическое строение: маленькое, порядка 10 км ядро, содержащее большую часть массы и протяженную оболочку с радиусом около 200–300 км. Поэтому эффекты Общей Теории Относительности для нее относительно малы. Однако в процессе взрыва НЗММ ее вещество приобретает среднюю скорость около 10% от скорости света c , а внешние слои ускоряются до ультрарелятивистских скоростей. В нашей недавней работе (Юдин, 2022) этот процесс был исследован в рамках релятивистской гидродинамики и было показано, что основные свойства взрыва остаются примерно такими же, как в случае использования нерелятивистского подхода. При этом возник вопрос: не могут ли потери энергии на излучение нейтрино из горячих внешних слоев взрывающейся НЗ значительно снизить их температуру и/или помешать процессу ускорения оболочки до скоростей порядка c ? Настоящая работа дает ответ на этот вопрос.

Статья организована следующим образом: сначала мы кратко опишем уравнения, используемые для расчета взрыва НЗММ. Затем обсудим тепловые процессы излучения нейтрино, принятые нами во внимание. Далее приведем основные результаты, полученные при моделировании. В заключение сравним наши результаты с известными ранее и обсудим, что еще необходимо сделать в рамках сценария взрыва НЗММ.

*Электронный адрес: yudin@itep.ru

ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Приведем основные уравнения задачи, следуя работам Хванга и Но (2016) и Юдина (2022). При этом мы сделаем акцент на тех изменениях, которые вызваны учетом нейтринного излучения. Уравнения записываются в лагранжевых координатах для случая сферической симметрии задачи.

Уравнение непрерывности имеет вид

$$\frac{1}{\rho_b \gamma} = \frac{4\pi}{3} \frac{\partial r^3}{\partial m_b}. \quad (1)$$

Здесь ρ_b — барионная плотность вещества, r — радиус (эйлерова координата), m_b — барионная масса (лагранжева координата), а γ — фактор Лоренца:

$$\gamma \equiv \frac{1}{\sqrt{1-v^2/c^2}}, \quad (2)$$

где $v \equiv dr/dt$ — скорость вещества, t — координатное (шварцшильдово) время.

Уравнение энергии записывается в виде

$$\frac{dE}{dt} + P \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{\rho_b} \right) = \frac{Q}{\rho_b} \frac{d}{dt} \left(\ln(\rho_b r^3) \right) - \frac{R_\nu}{\gamma}, \quad (3)$$

где E — внутренняя энергия вещества на единицу массы, P — давление вещества, $Q \geq 0$ — фиктивная вязкость, выражение для которой мы берем из работы Либендорфера и др. (2001) (подробности см. в статье Юдина, 2022). Последний член в (3) с $R_\nu \geq 0$ описывает потери энергии на излучение нейтрино, фактор $1/\gamma$ возникает здесь из-за эффекта релятивистского замедления времени.

Уравнение движения (уравнение Эйлера) имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \left(\gamma v \left[1 + \frac{E+(P+Q)/\rho_b}{c^2} \right] \right) = & \quad (4) \\ = \gamma^3 \left(1 + \frac{E+P/\rho_b}{c^2} \right) a_G - & \\ - 4\pi r^2 \frac{\partial(P+Q)}{\partial m_b} - \frac{3Q}{\gamma r \rho_b} - \frac{v}{c^2} R_\nu. & \end{aligned}$$

Здесь первый член в правой части описывает влияние гравитационного ускорения a_G (см. ниже), второй обусловлен градиентом давления, третий есть дополнительный вклад от фиктивной вязкости и, наконец, последний определяется влиянием излучения нейтрино.

Уравнение Пуассона для гравитационного потенциала φ можно переписать в виде уравнения для ускорения $a_G = -\partial\varphi/\partial r$ как

$$\gamma \frac{\partial (r^2 a_G)}{\partial m_b} = -G \left[2\gamma^2 - 1 + \frac{1}{c^2} \left((2\gamma^2 - 1)E + \right. \right. \quad (5) \\ \left. \left. + \frac{1}{\rho_b} ((2\gamma^2 + 1)P + 2(\gamma^2 - 1)Q) \right) \right].$$

Величины ρ_b , E , P , Q и R_ν относятся к сопутствующей системе отсчета, r , v и γ — к лабораторной.

Чтобы замкнуть систему уравнений (1)–(5), нам нужно конкретизировать потери энергии на нейтринное излучение R_ν , что будет сделано в следующем разделе, и использованное уравнение состояния. Относительно последнего (см. подробнее Юдин, 2022) скажем, что в нем термодинамические величины (давление, внутренняя энергия и т.п.) представляют сумму нескольких членов: основной, не зависящий от температуры вклад, учитывающий неидеальность вещества (Хензель, Потехин, 2004), и температурный вклад идеального газа и черного излучения.

Тем самым все уравнения задачи полностью определены. Расчет проводился на сферически-симметричной лагранжевой сетке с числом ячеек около 3000. Уравнения, записанные по неявной схеме, решались методом матричной прогонки.

НЕЙТРИННЫЕ ПОТЕРИ ЭНЕРГИИ

В этом разделе мы обсудим наиболее значимые тепловые потери энергии вещества на излучение нейтрино. При этом мы в основном будем следовать работе Ито и др. (1996). На сайте https://cococubed.com/code_pages/nuloss.shtml доступны подпрограммы на языке FORTRAN, вычисляющие различные вклады в полный темп потери энергии R_ν , обсуждаемые ниже. Именно их мы использовали в своих расчетах.

На рис. 1 на плоскости $\lg T - \lg \rho Y_e$ (Y_e — отношение концентрации электронов к барионам в веществе) показаны линии уровня R_ν для состава вещества, соответствующего ^{56}Fe . Красные линии показывают границы областей, соответствующих преобладанию одного какого-либо механизма излучения (области подписаны, узкая полоса между рекомбинационными и плазменными нейтрино отвечает тормозному излучению). Белой штриховкой показана зона параметров, встречающихся в наших предыдущих расчетах взрывного разрушения НЗ минимальной массы (Юдин, 2022). Как видно, в области максимальных нейтринных потерь главенствуют потери на излучение пар, а также распад плазмона и фото-нейтринная реакция, остальные процессы важны при более низких температурах. Рассмотрим эти процессы подробнее.

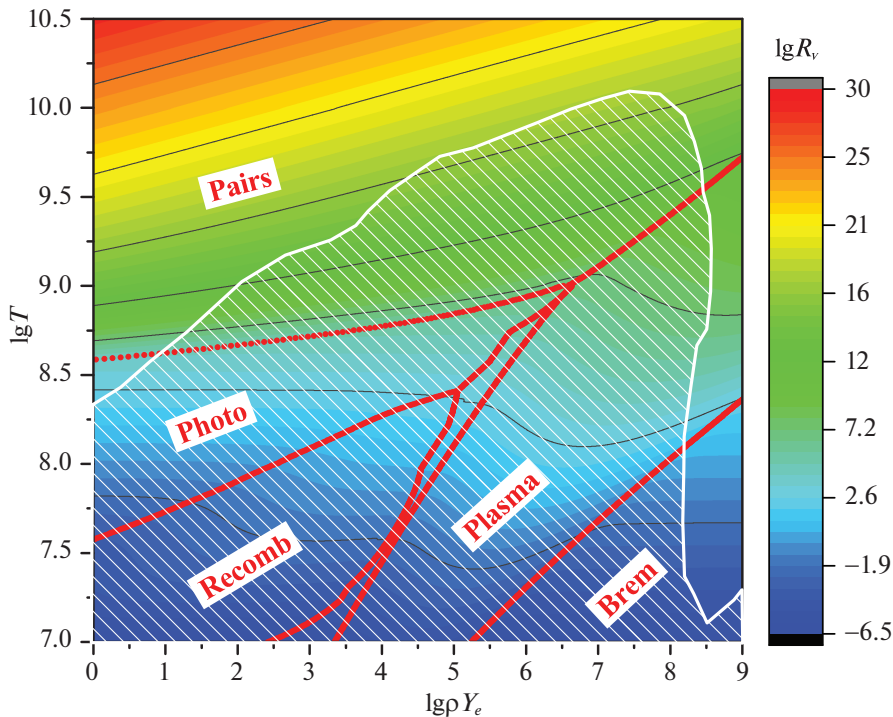


Рис. 1. Линии уровня потерь энергии на нейтрино R_ν [эрг/г/с] (цветовая панель справа) на плоскости $\lg T$ [K] – $\lg Y_e \rho$ [г/см³]. Белой штриховкой показана зона параметров, встречающихся в наших предыдущих расчетах взрыва НЗ. Красными линиями выделены области преобладания того или иного процесса: Pairs — аннигиляция пар, Photo — фото-нейтрино, Plasma — распад плазмона, Recomb — нейтрино от рекомбинации, Brem — тормозное излучение.

Нейтринные потери, вызванные процессом аннигиляции электрон-позитронных пар $e^- + e^+ \rightarrow \nu + \bar{\nu}$ (аннигиляционные потери) преобладают в той части плоскости $\lg T - \lg \rho Y_e$, где рождается достаточно много позитронов за счет высокой температуры (порядка массы электрона, в единицах $k = c = 1$) и низкого вырождения. Указанные потери были рассчитаны Бодде и др. (1967), но без учета нейтральных токов, отвечающих за рождение сортов нейтрино, отличных от электронного. В работе Ито и др. (1996) нейтральные токи уже учтены.

Нейтринные потери, вызванные распадом плазмона $\gamma_{\text{plasm}} \rightarrow \nu + \bar{\nu}$, также были рассмотрены Бодде и др. (1967), и указанные авторы предложили свою аппроксимацию для расчета указанных потерь, достаточно точную в области $8 < \lg T < 10$, $1 < \lg \rho < 14$ (здесь T измеряется в К, а ρ в г/см³). Позднее Блинников и Дунина-Барковская (1994) предложили свою аппроксимацию для данного процесса, более точную в области более низких температур, соответствующих остыванию горячих белых карликов. В указанной работе также был получен верхний предел на магнитный момент нейтрино, от которого зависят нейтринные потери, вызванные распадом плазмонов. Аппроксимация широкой области применимости и большой точ-

ности была также предложена в работе Кантор и Гусакова (2007).

Нейтринные потери, вызванные фото-нейтринной реакцией $e^\pm + \gamma \rightarrow e^\pm + \nu + \bar{\nu}$, были рассмотрены в работе Петросяна и др. (1967), но без учета плазменных поправок, которые были впоследствии учтены в работе Бодде и др. (1967). В работе Ито и др. (1996) были учтены также нейтральные токи.

Нейтринные потери, вызванные тормозным излучением $e^- + (A, Z) \rightarrow e^- + (A, Z) + \nu + \bar{\nu}$, зависят не только от соотношения $Y_e = Z/A$, но и непосредственно от заряда ядра Z . Например, на рис. 6 из работы Ито и др. (1996) видно, что при $\lg T = 7$ и $\lg \rho Y_e = 12$ нейтринные потери за счет тормозного излучения для ⁵⁶Fe почти на пять порядков выше, чем для ¹²C (см. также Оффенгейм и др., 2014).

Нейтринные потери, вызванные рекомбинацией $e^-_{\text{contin}} \rightarrow e^-_{\text{bound}} + \nu + \bar{\nu}$, также зависят от заряда ядра Z при постоянном $Y_e = Z/A$ и превышают прочие потери только в области сравнительно низких плотностей и температур, там, где нейтринные потери вообще малы.

При расчете взрыва мы считали ядерный состав каждой лагранжевой зоны фиксированным и равным начальному составу НЗММ (структура НЗММ показана, например, на рис. 2 в работе

Блинникова и др., 2021). С учетом отмеченной выше сильной зависимости некоторых процессов от конкретного состава (т.е. от Z , Y_e и т.д.), данное упрощение является важным, хотя и не должно качественно повлиять на основные результаты.

РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Моделирование взрывного разрушения НЗММ подробно описано в работе Юдина (2022), здесь мы лишь кратко обрисовываем основные этапы. После потери устойчивости расширение звезды начинается с поверхности и за долю секунды охватывает всю звезду. При этом акустические колебания, распространяясь по ниспадающему профилю плотности, превращаются в слабые ударные волны, прогревающие оболочку, имеющую радиус в сотни километров. К моменту примерно 0.3 с после начала разлета во внешней части звезды генерируется сильная ударная волна, которая разогревает оболочку до температур $\sim 10^{10}$ К и ускоряет ее до ультрарелятивистских скоростей. При этом центральная часть звезды, содержащая большую часть массы, остается холодной. Дальнейшее расширение звезды происходит практически в режиме свободного разлета, со средней скоростью около 0.1 с. Как показал наш расчет, учет тепловых нейтрино не меняет эту картину.

Основные результаты, касающиеся свойств теплового нейтринного излучения, сопровождающего взрыв НЗММ, показаны на рис. 2. На нем сплошной красной линией показан логарифм нейтринной светимости L_ν [эрг/с], а черной штриховой линией — логарифм полной энергии, унесенной нейтрино к данному моменту E_{esc} [эрг]. Как видно, светимость оказывается значительно меньше таковой при взрыве сверхновой с коллапсом ядра (порядка 10^{53} эрг/с), а унесенная энергия мала по сравнению с кинетической энергией взрыва НЗММ ($\sim 10^{51}$ эрг). Это и неудивительно, поскольку нагреву подвергается очень малая часть звезды (см. ниже).

Чтобы показать условия, сопутствующие генерации нейтринного излучения, нами было выбрано четыре момента времени в окрестности пика светимости, они показаны синими треугольниками с цифрами на рис. 2. Распределение плотности, температуры и скорости в звезде в эти моменты времени показано на рис. 3 как функции лагранжевой координаты m [M_\odot] во внешней части оболочки звезды. Цифры на кривых маркируют моменты времени. Видно, что максимум нейтринной светимости совпадает с моментом выхода ударной волны на поверхность (момент времени 3). На этом графике мы показали лишь те области звезды, из которых исходит основное нейтринное излучение.

Как видно на рис. 1, области с большей плотностью вообще никогда не нагреваются достаточно для того, чтобы потери энергии в них были значимы. Области же с меньшей плотностью (перед ударным фронтом) в эти моменты времени еще слишком холодны, и излучение тепловых нейтрино там соответственно также мало.

Из приведенных данных легко оценить как преобладающий тип процесса, ответственный за излучение нейтрино в этот момент времени, так и долю массы звезды, из которой испускается это излучение. Действительно, на рис. 3 видно, что в районе пика L_ν температура на ударном фронте оказывается порядка $T \sim 10^{10}$ К, а плотность $\rho \sim 10^8$ г/см³. Из рис. 1 ясно, что это — область преобладания аннигиляционного излучения электрон-позитронных пар, а мощность потерь есть $R_\nu \sim 10^{16}$ эрг/г/с. Отсюда величина области, из которой испускаются нейтрино есть

$$\Delta m [M_\odot] = \frac{L_\nu}{R_\nu M_\odot} \sim 10^{-3}, \quad (6)$$

т.е. излучает в основном относительно узкая зона за ударным фронтом.

Еще один вопрос касается применимости использованной нами схемы “утечки” нейтринного излучения, позволяющей учитывать его только в объемных потерях энергии, без рассмотрения процессов переноса. Характерное сечение взаимодействия нейтрино с веществом есть (см., например, Бурроуз, Томпсон, 2004) $\sigma_\nu \sim 10^{-43} (E_\nu / \text{МэВ})^2$ см². Для преобладающего типа процесса излучения — аннигиляции пар, в рассматриваемом диапазоне плотностей и температур справедлива оценка (Мисиашек и др., 2006) для энергии нейтрино $E_\nu \sim 4kT$. Отсюда для $\rho \sim 10^8$ г/см³ и $T \sim 10^{10}$ К ~ 1 МэВ длина свободного пробега нейтрино есть

$$l_\nu \sim \frac{m_u}{\rho \sigma_\nu} \sim 10^{10} \text{ см}, \quad (7)$$

где m_u — атомная единица массы. Очевидно, что в этом случае рассмотрение нейтрино как свободно покидающих систему, без учета вероятности их повторного взаимодействия с веществом, вполне оправдано.

ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Основной мотивацией данной работы была проверка того, не могут ли тепловые потери на излучение нейтрино серьезно повлиять на процесс взрыва НЗММ и, в частности, на кумуляцию ударной волны при ее выходе на поверхность звезды. Как показали проведенные нами расчеты, эффект от этих потерь оказывается мал и не приводит к сколько-нибудь значимому изменению параметров

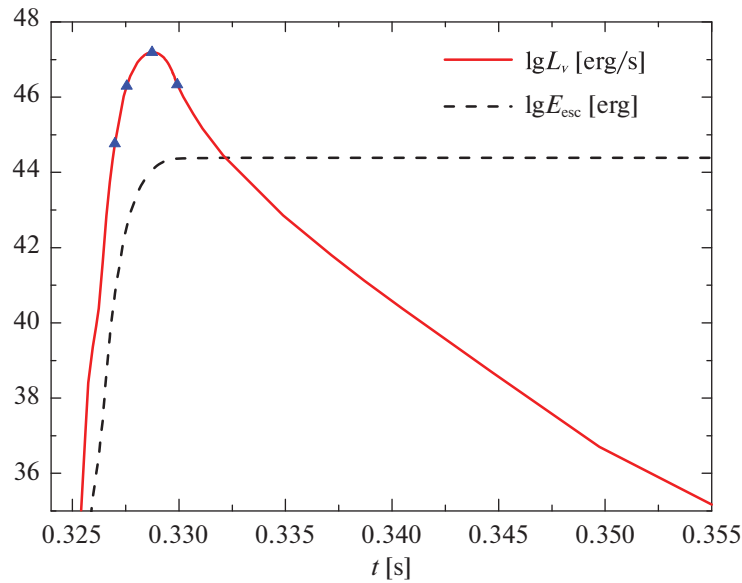


Рис. 2. Нейтринная светимость ([эрг/с] красная сплошная линия) и полная энергия [эрг], унесенная нейтрино (черная штриховая) как функции времени. Синими треугольниками с цифрами отмечены четыре момента времени, для которых на рис. 3 показаны распределения некоторых параметров в звезде.

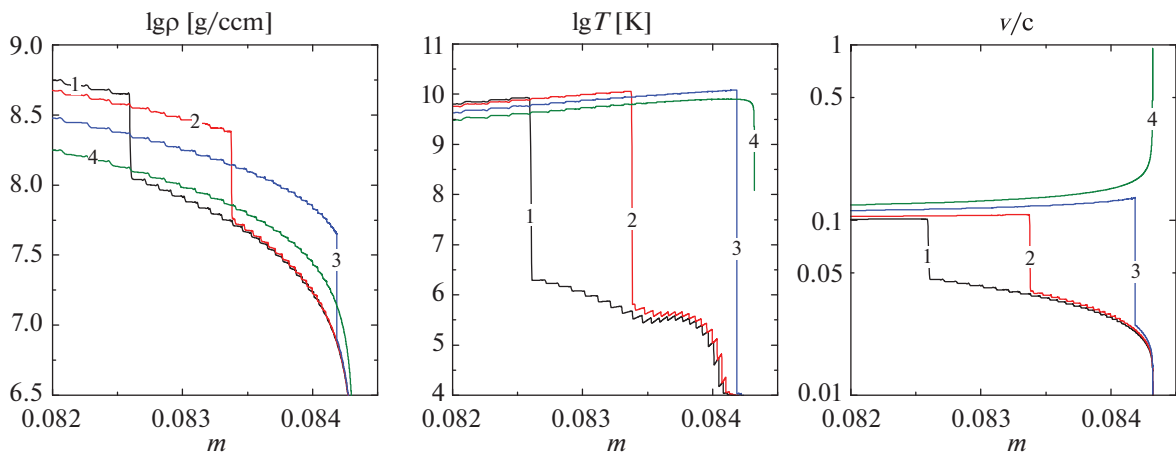


Рис. 3. Слева направо: плотность ρ [г/см^3], температура T [K] и скорость v/c разлета вещества как функции массовой координаты m [M_\odot] для четырех выбранных моментов времени, показанных на рис. 2.

взрыва. Не приводит он и к сколько-нибудь заметному снижению температуры оболочки звезды (ср. с рис. 3 в Юдин, 2022).

Однако мы недаром везде подчеркивали, что в данном расчете речь идет только о *тепловых* нейтрино, испускаемых из самых внешних областей НЗ. На самом деле, при разрушении НЗММ ее сильно нейтронизованное вещество испытывает взрывную декомпрессию, при которой идут процессы нуклеосинтеза (γ -процесс, см. Панов, Юдин, 2020), сводящиеся в первом приближении к захвату нейтронов ядрами и их последующему бета-распаду. Также при этом, естественно, излучаются нейтрино, преимущественно $\tilde{\nu}_e$, и излучение идет из

всей массы вещества, а не из узкого слоя вблизи поверхности, как в рассмотренном нами случае. Попутно отметим, что здесь важно учитывать не только потери энергии на излучение нейтрино, но и нагрев, вызванный ядерными превращениями в веществе.

До сих пор было осуществлено лишь несколько расчетов такого рода процессов: в статьях Кольпи и др. (1989) и Сумийоши и др. (1998). Особенно следует отметить последнюю работу, в которой было проведено гидродинамическое моделирование взрыва НЗММ с учетом нейтринных потерь нетеплового характера. Пиковые светимости, полученные авторами, оказываются примерно на четыре

порядка больше рассчитанных нами ($\sim 10^{52}$ эрг/с), а сам процесс взрыва оказывается растянутым по времени и не таким мощным, как в наших расчетах (10^{49} эрг в кинетической энергии вещества, а не 10^{51} эрг, Юдин, 2022). К сожалению, как признают сами авторы, ими было использовано не очень реалистичное уравнение состояния вещества и свехупрощенное описание нуклеосинтеза и сопутствующих нейтринных потерь. Поэтому сейчас затруднительно сказать, насколько их выводы соответствуют реальности.

Существенно одномерная природа взрыва НЗММ (Мануковский, 2010) позволяет надеяться, что при его исследовании удастся избежать всех численных трудностей, связанных с 3-D моделированием процесса слияния нейтронных звезд. При этом в рамках 1-D модели взрыва НЗММ возможно значительно более подробное исследование явлений, происходящих при этом, в частности, адекватный расчет г-процесса и сопутствующего нейтринного сигнала. В настоящее время мы работаем над осуществлением такого расчета, учитывающего эволюцию ядерного состава вещества и всевозможные, а не только тепловые, нейтринные процессы.

Авторы благодарны анонимным рецензентам за ценные замечания. Работа А.В. Юдина по расчету взрыва НЗ поддержана грантом РФФ 21-12-00061. С.И. Блинников благодарен гранту РФФ 19-12-00229-П за поддержку разработки аппроксимаций нейтринного излучения от объектов типа GRB170817A.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Аббот и др. (B.P. Abbott, et al.), *Astrophys. J. Lett.* **848**, L:12 (2017).
2. Байотти, Реццола (L. Baiotti and L. Rezzolla), *Rep. Prog. Phys.* **80**, 096901 (2017).
3. Блинников и др. (S.I. Blinnikov, I.D. Novikov, T.V. Perevodchikova, and A.G. Polnarev), *Sov. Astron. Lett.* **10** 177 (1984).
4. 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).
5. Блинников, Дунина-Барковская (S.I. Blinnikov and N.V. Dupina-Barkovskaya), *MNRAS* **266**, 289 (1994).
6. Блинников С.И., Надёжин Д.К., Крамарев Н.И., Юдин А.В., *Астрон. журн.* **98**, 379 (2021) [S.I. Blinnikov et al., *Astron. Rep.* **65**, 385 (2021)].
7. Блинников и др. (S. Blinnikov, A. Yudin, N. Kramarev, and M. Potashov), *Particles* **5**, 198 (2022).
8. Бьюрроуз, Томпсон (A. Burrows and T.A. Thompson), *Stellar Collapse* (Ed. Chris L. Fryer, **302**, Kluwer Acad. Publ., Dordrecht, 133, 2004).
9. Бодэ и др. (G. Beaudet, V. Petrosian, and E.E. Salpeter), *Astrophys. J.* **150**, 979 (1967).
10. Ито и др. (N. Itoh, H. Hayashi, A. Nishikawa, and Y. Kohyama), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **102**, 411 (1996).
11. Кантор, Гусаков (E.M. Kantor and M.E. Gusakov), *MNRAS* **381**, 1702 (2007).
12. Кларк, Эрдли (J.P.A. Clark and D.M. Eardley), *Astrophys. J.* **215**, 311 (1977).
13. Кольпи и др. (M. Colpi, S.L. Shapiro, and S.A. Teukolsky), *Astrophys. J.* **339**, 318 (1989).
14. Либендорфер и др. (M. Liebendoerfer, A. Mezzacappa, and K.-F. Thielemann), *Phys. Rev. D* **63**, 104003 (2001).
15. Мануковский (K.V. Manukovskii), *Astron. Lett.* **36**, 191 (2010).
16. Мисиашек и др. (M. Miaszerek, A. Odrzywolek, and M. Kutschera), *Phys. Rev. D* **74**, 043006 (2006).
17. Офенгейм и др. (D.D. Ofengeim, A.D. Kaminker, and D.G. Yakovlev), *Europhys. Lett.* **108**, 3 (2014).
18. Панов И.В., Юдин А.В., Письма в *Астрон. журн.* **46**, 552 (2020) [I.V. Panov and A.V. Yudin, *Astron. Lett.* **46**, 518 (2020)].
19. Петросян и др. (V. Petrosian, G. Beaudet, and E.E. Salpeter), *Phys. Rev.* **154**, 1445 (1967).
20. Сумийоши и др. (K. Sumiyoshi, S. Yamada, H. Suzuki, and W. Hillebrandt), *Astron. Astrophys.* **334**, 159 (1998).
21. Хванг, Но (J. Hwang and H. Noh), *Astrophys. J.* **833**, 180 (2016).
22. Хензель, Потехин (P. Haensel and A.Y. Potekhin), *Astron. Astrophys.* **428**, 191 (2004).
23. Юдин А.В., Письма в *Астрон. журн.* **48**, 393 (2022) [A.V. Yudin, *Astron. Lett.* **48** (2022)].