

УДК 524.387

СЛИЯНИЯ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД И ГАММА-ВСПЛЕСКИ: МОДЕЛЬ ОБДИРАНИЯ

© 2021 г. С. И. Блинников^{1, 2, *}, Д. К. Надёжин^{1, 3, **},
Н. И. Крамарев^{1, 4, ***}, А. В. Юдин^{1, 3, ****}

¹ НИЦ “Курчатовский институт”,

Институт теоретической и экспериментальной физики им. А.И. Алиханова (ИТЭФ), Москва, Россия

² Kavli IPMU, Tokyo University, Kashiwa (WPI), Japan

³ НИЦ “Курчатовский институт”, Москва, Россия

⁴ Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

*E-mail: sblinnikov@gmail.com

**E-mail: nadezhin@itep.ru

***E-mail: kramarev-nikita@mail.ru

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

Поступила в редакцию 27.10.2020 г.

После доработки 20.12.2020 г.

Принята к публикации 30.12.2020 г.

В работе представлен обзор современного состояния модели обдираания (stripping model) для коротких гамма-всплесков. После исторического совместного детектирования гравитационно-волнового события GW170817 и сопутствующего гамма-всплеска GRB170817A, связь коротких гамма-всплесков со слиянием нейтронных звезд получила надежное подтверждение. Мы показываем, что многие свойства GRB170817A, оказавшегося пекулярным по сравнению с другими короткими гамма-всплесками, естественно объясняются именно в рамках модели обдираания, а именно: время (1.7 с) между пиком гравитационно-волнового сигнала и регистрацией гамма-всплеска, его полная изотропная энергия и параметры красного и синего компонентов сопутствующей килоновой.

DOI: 10.31857/S0004629921050017

1. ВВЕДЕНИЕ

Космические гамма-всплески с точки зрения регистрации представляют собой вспышки излучения длительностью от долей секунды до минут или даже часов. Энергии их излучения лежат в диапазоне от десятков кэВ до ГэВ. Их популяция разбивается на две части: длинные и короткие.

Общепринятым является представление, что длинные гамма-всплески порождаются в процессе смерти очень массивной звезды, ядро которой, коллапсируя, образует черную дыру. Процесс аккреции окружающего вещества на нее может не только привести к выбросу значительной части оболочки с большой энергией (так называемая гиперновая), но и к образованию узких сколламированных выбросов вещества (джетов). Если такой джет будет направлен в нашу сторону, он будет зарегистрирован как длинный гамма-всплеск.

Короткие гамма-всплески, как считается, образуются при слиянии нейтронных звезд (НЗ) или, возможно, нейтронной звезды и черной ды-

ры. Для описания этого процесса обычно используется модель именно *слияния* (merging), в рамках которой две НЗ, сближаясь из-за потерь углового момента на излучение гравитационных волн, образуют в результате один объект – сверхмассивную НЗ или черную дыру. Однако существует и альтернатива этому механизму, предложенная в работе [1], а именно модель обдираания (stripping). В ней одна из НЗ, более массивная, обдирает и поглощает вещество со своего менее массивного компаньона. Последний, дойдя до нижнего предела масс НЗ, взрывается, собственно и производя гамма-всплеск. Оставшаяся в одиночестве более массивная НЗ (в результате аккреции вещества компаньона она может, в принципе, сколлапсировать и в черную дыру) покидает место взаимодействия со значительной (до 1000 км/с) скоростью.

Событие GW170817 – шестое из зарегистрированных гравитационно-волновыми антеннами LIGO-Virgo и первое, соответствующее слиянию нейтронных звезд [2], а не черных дыр. Гамма-всплеск GRB170817A наблюдался спустя 1.7 с по-

сле потери сигнала на GW-антеннах. Тем самым впервые была непосредственно подтверждена связь между короткими гамма-всплесками и слияниями НЗ. Кроме того, эта практически одновременная регистрация GW-события и гамма-всплеска вкпе с известным расстоянием (порядка 40 Мпк) до галактики-носителя NGC 4993 позволила наложить ограничения на величину отклонения скорости распространения гравитации v от скорости света c : $|v - c|/c \leq 10^{-15}$ [3]. Спустя 11 ч был открыт и источник в видимом свете, кривые блеска и спектры которого соответствуют так называемой “килоновой” [4]. Тем самым было подтверждено, что гамма-всплеску сопутствует синтез тяжелых элементов в г-процессе. Таким образом, впервые одновременно выполненные наблюдения в гравитационно-волновом и электромагнитном каналах ознаменовали собой начало новой эры всеканальной астрономии – multi-messenger astronomy [5].

Однако гамма-всплеск GRB170817A оказался пекулярным, в частности, он был в десять тысяч раз слабее других слабых коротких гамма-всплесков с известными расстояниями [3]. Наблюдения в рентгеновском и радиодиапазонах не подтверждают и наличия сильного джета [6]. В настоящее время теоретики пытаются искусственно объяснить эти наблюдения в моделях “захлебнувшегося джета” (choked jet), джета в коконе (cocoon) и т.п. (см., напр., [7–9]), где угол наблюдения джета превышает 13° [10]. Также между собой слабо согласуются оптические наблюдения и результаты модельных расчетов слияний НЗ [11]. Далее мы покажем, что многие свойства события 170817 естественно объясняются именно в механизме обдирания, в противовес общепринятой модели слияния НЗ.

План данной работы следующий: сначала мы кратко опишем основные характерные черты моделей слияния и обдирания для коротких гамма-всплесков, и в заключение сопоставим данные наблюдений с предсказаниями обеих моделей.

2. МОДЕЛЬ СЛИЯНИЯ НЗ

Рассмотрим нейтронные звезды, образующие тесную двойную систему. Они сближаются вследствие потери момента импульса системой на излучение гравитационных волн. Дальнейшее определяется, по-видимому, в основном массами компонентов системы. Если массы достаточно велики, порядка солнечной, а это “стандартная” масса НЗ, то реализуется сценарий слияния (merging). На последних стадиях слияния НЗ происходит неконсервативный обмен масс, который обусловлен двумя основными процессами. В первую часть вещества сдирается с поверхностей НЗ приливными силами и затем выбрасывается пре-

имущественно в плоскость слияния [12]. Выброшенное холодное плотное нейтронно-избыточное вещество с электронной долей $Y_e \leq 0.2$ испытывает взрывную декомпрессию [13] с последующим протеканием г-процессов, дающих длительный, порядка недели, транзиент в ближнем инфракрасном и оптическом диапазонах [14], названный впоследствии красной килоновой [4]. Другой процесс связан с тем, что непосредственно в момент соприкосновения НЗ часть вещества “выдавливается” в полярные области. Вследствие ударного нагрева это вещество разогревается до высоких температур, что ведет к повышению его средней электронной доли из-за слабых взаимодействий [15]. Объединенный оптический и ультрафиолетовый транзиент, порождаемый радиоактивными распадами в веществе с $Y_e \geq 0.2$, принято называть синей килоновой¹. Количество выброшенного в том или ином процессе вещества зависит от уравнения состояния и соотношения масс НЗ [16].

В зависимости от полной массы двойной системы и уравнения состояния ядерного вещества в результате слияния образуется черная дыра или быстро вращающаяся сверхмассивная нейтронная звезда [17], которая за время порядка одной секунды [18] коллапсирует в черную дыру, вызывая возникновение джета. Новообразованный компактный объект окружен аккреционным диском: в ходе нестационарной аккреции часть нейтронно-избыточного вещества выплескивается наружу, также давая вклад в красную [19, 20] и синюю [21, 22] килоновую.

Отметим, что практически во всех проведенных до сих пор многомерных гидродинамических расчетах взаимодействия двух нейтронных звезд на поздних стадиях эволюции двойной системы, которые приводят именно к их слиянию, массы НЗ были равны и достаточно велики. Даже в специальном исследовании, посвященном изучению случая большого отношения масс компонентов двойной [23], масса менее массивного компонента была достаточно велика (порядка солнечной).

3. МОДЕЛЬ ОБДИРАНИЯ И ВЗРЫВ МНЗ

Что изменится в описанном выше сценарии, если система сильно асимметрична, т.е. массы компонентов значительно отличаются, и, более того, масса маломассивной нейтронной звезды (МНЗ) достаточно мала? Рассмотрим детали процесса, используя рис. 1. На панели (а) показана двойная система НЗ, в которой для масс компонентов справедливо условие $m_1 > m_2$. При этом МНЗ (m_2) имеет больший радиус. При сближении

¹ Отметим, что в последнее время также иногда выделяют фиолетовую килоновую [4] с Y_e от ~ 0.2 до 0.35.

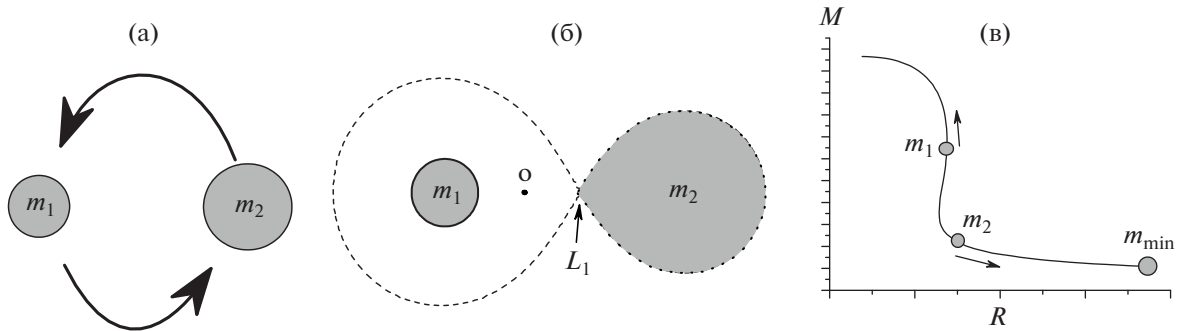


Рис. 1. Сценарий обдирания (схематично): две НЗ сближаются из-за гравитационного излучения (а); МНЗ переполняет свою полость Роша и начинается перетекание (б); в результате этого на диаграмме “масса–радиус” компоненты двойной системы m_1 и m_2 движутся в направлениях, указанных стрелками (в).

именно она первой переполняет свою полость Роша (см. панель б) и через внутреннюю точку Лагранжа L_1 начинает перетекать на своего массивного компаньона m_1 . На диаграмме “масса–радиус” звезды начинают двигаться в направлениях, показанных стрелками на панели (в). Для реализации данного сценария важно, чтобы начальная масса МНЗ (m_2) находилась на пологой ветке кривой “масса–радиус” НЗ (рис. 1в). Конкретное значение массы МНЗ, достаточно малое для начала обдирания, зависит от уравнения состояния вещества НЗ. В работе [24, рис. 1] приведен набор кривых “масса–радиус” НЗ в области малых масс для различных уравнений состояния. В поведении этих кривых существуют значительные неопределенности, однако можно грубо оценить характерное значение этой массы как $M \sim 0.5 M_\odot$.

Рассмотрим следующий аспект сценария обдирания: будет ли процесс перетекания вещества устойчивым? Пусть часть вещества Δm перешла от m_2 к m_1 . При этом радиус МНЗ R_2 увеличился (см. рис. 1в). Но и расстояние между компонентами a также увеличилось, поскольку система стала более асимметричной (мы предполагаем консервативный обмен масс). Эффективный размер полости Роша МНЗ, R_R , также вырос. Его можно параметризовать в виде:

$$R_R = a f_R(q), \quad f_R(q) = 0.462 \sqrt[3]{\frac{q}{1+q}}, \quad (1)$$

где $q = m_2/m_1 \leq 1$ – параметр асимметричности системы. Приведенная аппроксимация для $f_R(q)$ – лишь одна из возможных, см. также [25, 26]. Для устойчивости перетекания вещества нужно, чтобы $\Delta R_R > \Delta R_2$. Это приводит нас к следующему условию:

$$\left| \frac{d \ln m_2}{d \ln R_2} \right| > \left[2(1-q) - (1+q) \frac{d \ln f_R(q)}{d \ln q} \right]^{-1}. \quad (2)$$

Если для $f_R(q)$ использовать конкретное выражение из (1), то выражение в квадратных скобках в (2) упростится до $5/3 - 2q$. Таким образом, перетекание будет устойчивым до тех пор, пока производная массы по радиусу (ее абсолютная величина) МНЗ достаточно велика. По мере того, как звезда m_2 теряет массу и движется на диаграмме ($M - R$) вправо (см. рис. 1в), зависимость $M(R)$ становится все более пологой. Мы воспользовались уравнением состояния НЗ из работы [27], значение массы массивного компаньона приняли равным $m_1 = 1.4 M_\odot$ и нашли, что устойчивость перетекания теряется при $m_2 \approx 0.107 M_\odot$. При этом минимальная масса НЗ (m_{\min} , см. рис. 1в) для этого уравнения состояния есть $m_{\min} \approx 0.089 M_\odot$.

Таким образом, в сценарии обдирания после начала обмена масс события развиваются следующим образом: сначала обмен является устойчивым, т.е. радиус МНЗ увеличивается медленнее, чем рост критической полости Роша. Обмен масс идет на длинном масштабе времени, определяемом темпом потери системой углового момента, уносимого гравитационным излучением. Только при достижении МНЗ очень малого значения массы ($0.107 M_\odot$ в численном примере выше), устойчивость перетекания теряется, и остаток вещества m_2 поглощается m_1 на быстром, гидродинамическом масштабе времени. Когда m_2 достигает значения m_{\min} – минимального значения массы НЗ, она теряет гидродинамическую устойчивость и взрывается. Впервые этот сценарий был рассчитан в работе [28]. Сопутствующая взрыву вспышка электромагнитного излучения была предложена в работе [1] как источник коротких гамма-всплесков. В последующей работе [29] был проведен гидродинамический расчет

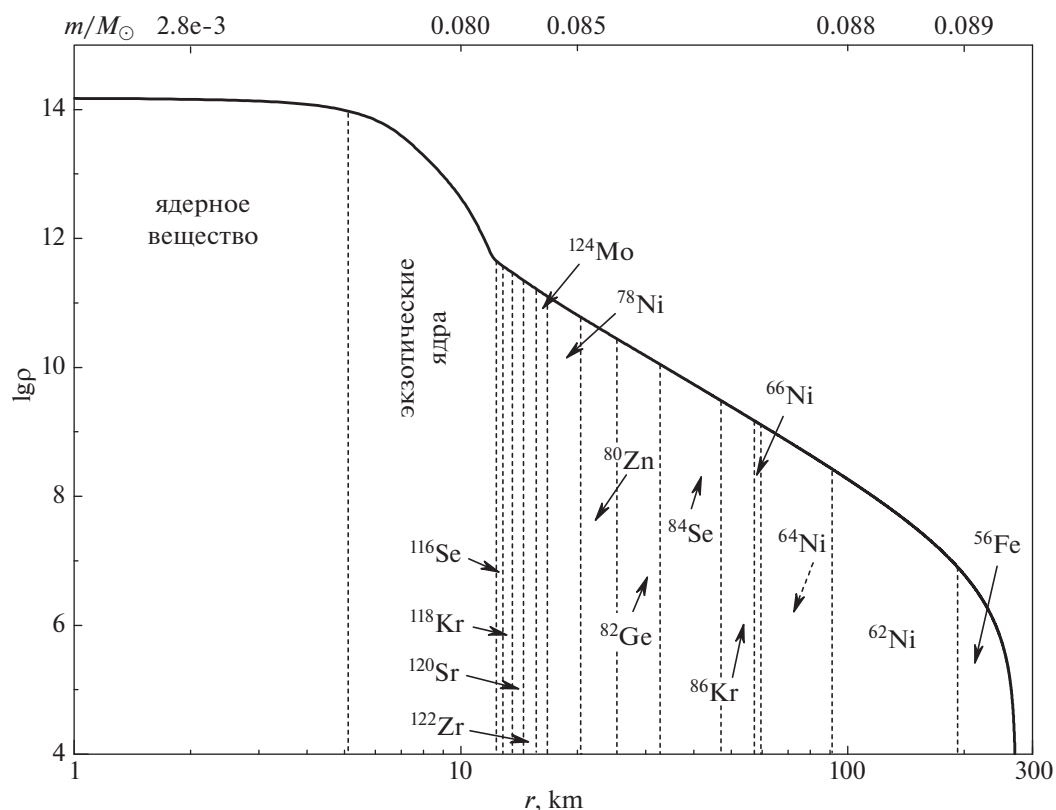


Рис. 2. Структура МНЗ минимальной массы. Показана зависимость логарифма плотности $\lg \rho$ от радиальной координаты r и состав вещества. Верхняя ось абсцисс показывает текущие значения массы (в массах Солнца) для нескольких значений r .

процесса взрыва МНЗ, достигшей минимальной массы. Сравнение полученных результатов с наблюдениями будет приведено ниже. Взрыв МНЗ рассматривался также в ряде работ, где исследовались такие аспекты процесса, как эффекты собственного вращения [30] и влияния массивного компаньона на процесс взрыва [31], сопутствующие процессы нуклеосинтеза [32], вспышка нейтринного излучения [33] и пр. [34]. Некоторые исторические детали развития сценария обдирания также можно найти в работе [35].

4. СОПОСТАВЛЕНИЕ С НАБЛЮДЕНИЯМИ

Рассмотрим сначала первый этап сценария обдирания, следуя работе Кларка и Эрдли [28]. В качестве численного примера они выбрали систему с начальными массами $m_1 = 1.3 M_\odot$ и $m_2 = 0.8 M_\odot$. Напомним, что максимальная величина m_2 , при которой возможна реализация обдирания, существенно зависит от используемого уравнения состояния. Если сравнить теперь эти массы с диапазоном масс, выведенных из анализа гравитационно-волнового события GW170817 [36], обнаружится неплохое согласие: $m_1 \in (1.36-1.60) M_\odot$, $m_2 \in (1.16-1.36) M_\odot$

для случая малых собственных моментов вращения НЗ, и $m_1 \in (1.36-1.89) M_\odot$, $m_2 \in (1.0-1.36) M_\odot$ для случая больших (отметим, что ранее [37] авторы указывали более широкий диапазон $m_2 \in (0.86-1.36) M_\odot$ для последнего случая).

Нейтронные звезды сближались, и светимость гравитационно-волнового излучения непрерывно увеличивалась вплоть до момента начала перетекания. После того, как начался обмен масс, звезды начали “разъезжаться”, асимметрия системы увеличиваться и GW-светимость стала падать. Полученная Кларком и Эрдли форма кривой GW-светимости имеет замечательное сходство с результатами наблюдений LIGO-Virgo. Через 1.7 с после начала обдирания (соответствующего, как было сказано, пику GW-излучения), МНЗ достигла своей минимальной массы и взорвалась. В [3, рис. 2] продемонстрировано удивительное согласие результатов измерения с этим провидческим предсказанием Кларка и Эрдли: после максимума кривой GW-излучения антенны LIGO и Virgo потеряли сигнал, и через 1.7 с (!) спутники FERMI и INTEGRAL зарегистрировали вспышку гамма-излучения!

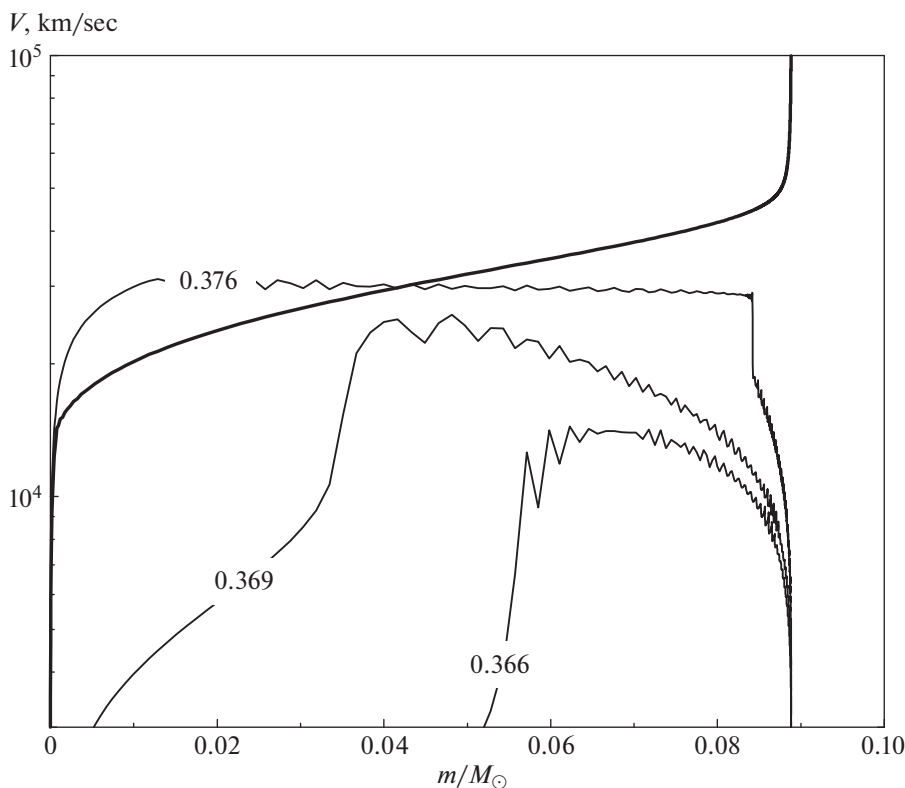


Рис. 3. Скорость вещества V как функция массы m в разлетающемся веществе МНЗ. Цифры на кривых показывают время (в секундах), прошедшее с момента потери устойчивости. Толстой линией показано финальное значение скорости расширения.

Перейдем теперь к ключевому ингредиенту механизма обдирания — взрыву МНЗ в двойной системе. Рассмотрим строение МНЗ минимальной массы. На рис. 2 показана зависимость ее логарифма плотности $\lg \rho$ от радиальной координаты r . Верхняя ось абсцисс показывает значения массы (в массах Солнца) для нескольких значений r . Показана также структура вещества: внешняя кора (crust) состоит, по мере движения с поверхности внутрь, из все более тяжелых и нейтронно-избыточных ядер, начиная от ^{56}Fe и заканчивая ^{116}Se . Конкретная последовательность и состав нуклидов могут слегка меняться в зависимости от используемой массовой формулы и других параметров вычисления уравнения состояния коры НЗ (см., напр., [38]), однако общая тенденция остается той же. Затем идет слой экзотических ядерных структур, погруженных в море появившихся свободных нейтронов, переходящий при плотности порядка $\rho \approx 10^{14}$ г/см³ в однородное ядерное вещество. Заметим, что вся кора МНЗ, простирающаяся на 200 км, содержит менее 10% полной массы звезды. Фактически, МНЗ состоит из очень плотного маленького (радиусом порядка 10 км) ядра, содержащего прак-

тически всю массу звезды, и протяженной легкой оболочки.

Рассмотрим теперь, что происходит с МНЗ после потери устойчивости, следуя статье [29]. Некоторые подробности этого процесса, впервые рассчитанные Д.К. Надёжиным в указанной работе, показаны на рис. 3. А именно, на нем приведена зависимость скорости разлета вещества V (в км/с) МНЗ как функция массы m (в массах Солнца) внутри звезды, т.н. “массовой” координаты. Цифры на кривых показывают время в секундах, прошедшее с момента потери устойчивости. Толстой линией показано финальное значение скорости расширения (скорость вещества на бесконечности). Как видно, потеря устойчивости и разлет вещества начинаются с поверхности и примерно за треть секунды охватывают всю звезду. Акустические колебания, порожденные в центре, распространяясь по ниспадающему профилю плотности протяженной оболочки МНЗ, переходят в ударные волны (см. скачок скорости на кривой $t = 0.376$ с). При этом вещество наружных слоев нагревается до температур порядка $T \sim 10^9$ К. Здесь уместно процитировать оригинальную работу [29]: “Это должно привести к вспышке рентгеновского и мягкого гамма-излучения с полной

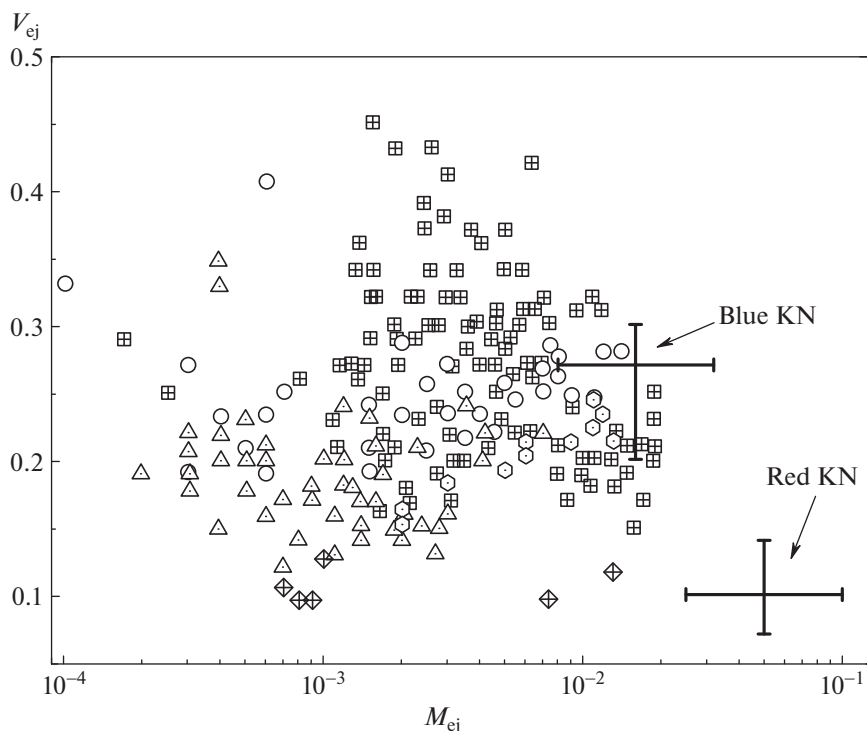


Рис. 4. Диаграмма “масса выброса $M_{ej}(M_{\odot})$ – скорость выброса V_{ej} ” (V_{ej} в единицах скорости света) для синего и красного компонентов килоновой. Символами показаны результаты численных расчетов в различных моделях слияния НЗ.

энергией $10^{43}–10^{47}$ эрг”. В работе [3, рис. 4] показано, что полная изотропная энергия гамма-всплеска GRB170817A была более чем на 3 порядка меньше, чем у других коротких гамма-всплесков и составляла $\sim 3 \times 10^{46}$ эрг. И здесь мы видим замечательное согласие модели обдирания с данными наблюдений. Заметим также, что оболочка МНЗ, состоящая из различных тяжелых переобогащенных нейтронами ядер (см. рис. 2), нагреваемая ударными волнами и выбрасываемая в окружающее пространство, – идеальное место для протекания γ -процесса [32].

Обратимся также к данным, приведенным на рис. 4, адаптированным из работы [11] (воспроизводится с любезного согласия автора). Рисунок представляет собой диаграмму “масса выброса $M_{ej}(M_{\odot})$ – скорость выброса V_{ej} ” (в единицах скорости света c) для вещества синего и красного компонентов килоновой, имеющих параметры:

$$M_{ej}^{blue} = (1.6_{-0.8}^{+1.4}) \times 10^{-2} M_{\odot}, \quad V_{ej}^{blue} = (0.27_{-0.07}^{+0.03})c, \quad (3)$$

$$M_{ej}^{red} = (0.5_{-0.25}^{+0.5}) \times 10^{-1} M_{\odot}, \quad V_{ej}^{red} = (0.1_{-0.03}^{+0.04})c. \quad (4)$$

То есть синий компонент имеет высокую скорость (порядка трети скорости света) и малую массу выброшенного вещества, порядка 1% от

M_{\odot} , а красный, наоборот, малую скорость выброса и относительно большую массу. На том же графике разными символами приведены результаты моделирования пяти различных исследовательских групп [16, 39–42], полученные в рамках модели слияния. Некоторые из этих моделей способны описать наблюдаемые параметры синей килоновой. Однако ни одна из них не способна объяснить величины, характерные для красного компонента выброса GRB170817A². Между тем, если обратиться к нашему рис. 3, можно увидеть, что большая часть массы МНЗ (порядка $0.08 M_{\odot}$) имеет скорости порядка 3×10^4 км/с $\sim 0.1c$, а самые внешние слои ускорены до скоростей, сравнимых со скоростью света, в полном согласии с наблюдениями.

Еще один важный момент касается полной кинетической энергии выброса. Для известных коротких гамма-всплесков она оценивается величиной $E_{kin} \sim 10^{49}–10^{50}$ эрг (см., напр., недавний

² Стоит отметить, что Д. Сигель, автор работы [11], откуда мы позаимствовали рис. 4, считает, что параметры красной килоновой могут быть объяснены как истечение вещества из аккреционного диска вокруг черной дыры. Однако учитывающий слабые взаимодействия расчет [43] опровергает это предположение.

обзор [4]). Между тем, характерная энергия $E_{\text{kin}} \approx \frac{M_{\text{ej}} V_{\text{ej}}^2}{2}$ для GRB170817A, определенная с помощью параметров (3) и (4), равна $E_{\text{kin}} \sim 10^{51}$ эрг. Но это именно то, что получается в модели обдирания: согласно [29], кинетическая энергия выброса при взрыве МНЗ равна $E_{\text{kin}} \approx 9 \times 10^{50}$ эрг. Близость этой энергии к классической энергии взрыва сверхновой (1 foe = 1 Бете = 10^{51} эрг) привела в свое время В.С. Имшенника к формулировке его ротационного механизма взрыва сверхновых [44], в рамках которого взрыв МНЗ является важнейшим компонентом.

Отметим, однако, что в работе [33] кинетическая энергия взрыва МНЗ оказалась меньше: порядка 10^{49} эрг. Причиной этого могли послужить два фактора: во-первых, использование авторами устаревшего уравнения состояния Гаррисона-Уилера, которое давало для минимальной массы нейтронной звезды значение $M_{\text{min}} \approx 0.189 M_{\odot}$, т.е. практически удвоенное значение, предсказываемое современными уравнениями состояния ($M_{\text{min}} \approx 0.089 M_{\odot}$). Нейтронная звезда с такой большой массой с современной точки зрения вообще имеет отрицательную полную энергию и взорваться не может. Во-вторых, в работе [33] учтены потери на нейтринное излучение, хотя и в чрезвычайно упрощенной постановке задачи. Этот ингредиент потерь, действительно, отсутствует в нашем моделировании, и может снизить кинетическую энергию выброса. В настоящее время мы заняты подготовкой соответствующего расчета, который должен прояснить этот аспект проблемы.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Итак, кратко подведем итоги: гамма-всплеск GRB170817A, ассоциированный с гравитационно-волновым событием GW170817, подтвердил связь коротких гамма-всплесков со слиянием нейтронных звезд. Однако многие его свойства оказались неожиданными, если рассматривать их в текущей парадигме, в рамках которой две НЗ именно сливаются, образуя один объект. При этом из системы должно быть выброшено не так много вещества, но часть его может образовывать узкие коллимированные джеты высокой энергии. Между тем, в рамках механизма обдирания вся совокупность наблюдательных данных о GRB170817 получает естественное объяснение. Здесь мы хотели бы подчеркнуть, что, по нашему мнению, не следует делать выбор или-или между механизмами слияния (merging) и обдирания (stripping). Скорее всего, при одних условиях осуществляется один процесс, при других — другой.

Для реализации механизма обдирания масса одного из компонентов двойной системы должна быть, как нами обсуждалось, достаточно мала. Однако для выяснения конкретного значения этой пороговой массы потребуются значительные усилия: как в уточнении уравнения состояния вещества НЗ и в определении действительно го поведения кривых “масса–радиус НЗ” в области малых масс, так и в расчете процесса обмена масс в двойной системе НЗ, в которой один из компонентов — МНЗ. Среди всей популяции двойных НЗ доля двойных с МНЗ-компаньоном, по-видимому, невелика. Эта доля, определить которую еще также предстоит, и будет представлять долю stripping–механизма гамма-всплесков в их общей популяции. Этот вопрос представляет собой интересную задачу как для наблюдательной астрономии, так и, возможно, для популяционного синтеза [45]. Отметим, что для второго наблюдения слияния нейтронных звезд — события GW190425, сопутствующий гамма-всплеск обнаружен не был [46]. В рамках модели обдирания это не удивительно: при оцениваемом расстоянии порядка 160 Мпк гамма-всплеск в нашем механизме оказывается за пределами обнаружимости (см. [3]). С другой стороны, массы компонентов здесь оказались больше, и, возможно, имело-таки место слияние или без заметного выброса вещества, или с джетом, но направленным не на нас.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Авторы благодарны РФФИ (гранты № 18-29-21019 мк и 19-52-50014) за поддержку.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность анонимному рецензенту за конструктивные замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *S. I. Blinnikov, I. D. Novikov, T. V. Perevodchikova, and A. G. Polnarev*, *Soviet Astron. Letters* **10**, 177 (1984).
2. *B. P. Abbot, R. Abbott, T. D. Abbott, F. Acernese, et al.*, *Astrophys. J. Letters* **848**, id. L12 (2017).
3. *B. P. Abbot, R. Abbott, T. D. Abbott, F. Acernese, et al.*, *Astrophys. J. Letters* **848**, id. L13 (2017).
4. *B. D. Metzger*, arXiv:1910.01617 [astro-ph.HE] (2019).
5. *R. Margutti and R. Chornock*, arXiv:2012.04810 [astro-ph.HE] (2020).
6. *D. Dobie, D. L. Kaplan, T. Murphy, E. Lenc, et al.*, *Astrophys. J. Letters* **858**, id. L15 (2018).
7. *D. Lazzati, D. López-Camara, M. Cantiello, B. J. Morsony, R. Perna, and J. C. Workman*, *Astrophys. J. Letters* **848**, id. L6 (2017).
8. *O. Gottlieb, E. Nakar, and T. Piran*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **473**, 576 (2018).

9. *E. Nakar and T. Piran*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **478**, 407 (2018).
10. *D. Finstad, S. De, D. A. Brown, E. Berger, and C. M. Bower*, Astrophys. J. Letters **860**, id. L2 (2018).
11. *D. M. Siegel*, European Phys. J. A **55**, 203 (2019).
12. *C. Freiburghaus, S. Rosswog, and F.-K. Thielemann*, Astrophys. J. **525**, L121 (1999).
13. *J. M. Lattimer, F. Mackie, D. G. Ravenhall, and D. N. Schramm*, Astrophys. J. **213**, 225 (1977).
14. *L.-X. Li and B. Paczynski*, Astrophys. J. **507**, L59 (1998).
15. *J. Lippuner and L. F. Roberts*, Astrophys. J. **815**, id. 18 (2015).
16. *A. Bauswein, S. Goriely, and H. T. Janka*, Astrophys. J. **773**, id. 78 (2013).
17. *J. D. Kaplan, C. D. Ott, E. P. O'Connor, K. Kiuchi, L. Roberts, and M. Duez*, Astrophys. J. **790**, id. 19 (2014).
18. *A. Murguia-Berthier, E. Ramirez-Ruiz, F. De Colle, A. Janiuk, S. Rosswog, and W. H. Lee*, arXiv:2007.12245 [astro-ph.HE] (2020).
19. *M.-R. Wu, R. Fernandez, G. Martinez-Pinedo, and B. D. Metzger*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **463**, 2323 (2016).
20. *D. M. Siegel and B. D. Metzger*, Astrophys. J. **858**, id. 52 (2018).
21. *R. Fernandez and B. D. Metzger*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **435**, 502 (2013).
22. *O. Just, A. Bauswein, R. Ardevol Pulpillo, S. Goriely, and H.-T. Janka*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **448**, 541 (2015).
23. *T. Dietrich, M. Ujevic, W. Tichy, S. Bernuzzi, and B. Brügmann*, Phys. Rev. D **95**, 2 (2017).
24. *H. Sotani, K. Iida, K. Oyamatsu, A. Ohnishi*, Progress Theor. and Exp. Physics **2014**(5), id. 051E018 (2014).
25. *P. P. Eggleton*, Astrophys. J. **268**, 368 (1984).
26. *Д. В. Бисикало, А. Г. Жилкин, А. А. Боярчук*, Газодинамика тесных двойных звезд (М.: Физматлит, 2013).
27. *P. Haensel and A. Y. Potekhin*, Astron. and Astrophys. **428**, 191 (2004).
28. *J. P. A. Clark and D. M. Eardley*, Astrophys. J. **215** 311 (1977).
29. *S. I. Blinnikov, V. S. Imshennik, D. K. Nadyozhin, I. D. Novikov, T. V. Perevodchikova, and A. G. Polnarev*, Soviet. Astron. **34** 595 (1990).
30. *А. В. Юдин, Т. Л. Разинкова, С. И. Блинников*, Письма в Астрон. журн. **45**(12), 893 (2019).
31. *К. В. Мануковский*, Письма в Астрон. журн. **36**(3), 203 (2010).
32. *И. В. Панов, А. В. Юдин*, Письма в Астрон. журн. **46** (7), 552 (2020).
33. *K. Sumiyoshi, S. Yamada, H. Suzuki, and W. Hillebrandt*, Astron. and Astrophys. **334**, 159 (1998).
34. *M. Colpi, S. L. Shapiro, and S. A. Teukolsky*, Astrophys. J. **339**, 318 (1989).
35. *П. В. Бакланов, С. И. Блинников, К. В. Мануковский, Д. К. Надежин, И. В. Панов, В. П. Утробин, А. В. Юдин*, Успехи физ. наук **186**, 879 (2016).
36. *B. P. Abbott, R. Abbott, T. D. Abbott, S. Abraham, et al.*, Phys. Rev. X **9**, id. 011001 (2019).
37. *B. P. Abbott, R. Abbott, T. D. Abbott, F. Acernese, et al.*, Phys. Rev. Lett. **119**, id. 161101 (2017).
38. *S. B. Ruster, M. Hempel, and J. Schaffner-Bielich*, Phys. Rev. C **73**, 3 (2006).
39. *K. Hotokezaka, K. Kyutoku, M. Tanaka, K. Kiuchi, Y. Sekiguchi, M. Shibata, and S. Wanajo*, Astrophys. J. Letters **778**, id. L16 (2013).
40. *D. Radice, A. Perego, K. Hotokezaka, S.A. Fromm, S. Bernuzzi, and L. F. Roberts*, arXiv:1809.11161 [astro-ph.HE] (2018).
41. *Y. Sekiguchi, K. Kiuchi, K. Kyutoku, M. Shibata, and K. Taniguchi*, Phys. Rev. D **93**, id. 124046 (2016).
42. *R. Ciolfi, W. Kastaun, B. Giacomazzo, A. Endrizzi, D. M. Siegel, and R. Perna*, Phys. Rev. D **95**, Id. 063016 (2017).
43. *J. M. Miller, B. R. Ryan, J. C. Dolence, A. Burrows, et al.*, Phys. Rev. D **100**, id. 023008 (2019).
44. *V. S. Imshennik*, Soviet. Astron. Letters **18**, 194 (1992);
45. *R. D. Ferdman, P. C. C. Freire, B. B. P. Perera, N. Pol, et al.*, Nature **583**, 211 (2020).
46. *B. P. Abbott, R. Abbott, T. D. Abbott, S. Abraham, et al.*, Astrophys. J. Letters **892**, id. L3 (2020).