

УДК 524.387; 524.882; 524.354.6

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ МАСС И «ПРОБЕЛ» В МАССАХ КОМПАКТНЫХ ЗВЕЗДНЫХ ОСТАТКОВ В ДВОЙНЫХ СИСТЕМАХ

© 2022 Н. Кумар¹, В. В. Соколов²¹Институт физики микроструктур Российской академии наук, Нижний Новгород, 603087 Россия¹²Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Нижний Архыз, 369167 Россия²

Поступила в редакцию 17 ноября 2021; после доработки 9 марта 2022; принята к публикации 11 марта 2022

Проблема наибольшей критической массы нейтронных звезд (НЗ) обсуждается в контексте уравнения состояния и наблюдательных фактов. Прогнозируется, что максимальная масса НЗ (M_{NS}) лежит в диапазоне $M_{\text{NS}} \approx 2.2\text{--}2.9 M_{\odot}$. Однако недавние наблюдения гравитационных волн и другие исследования позволили предположить более высокий предел массы НЗ, $M_{\text{NS}} \approx 3.2 M_{\odot}$. Масса НЗ до значения $M_{\text{NS}} \approx 2 M_{\odot}$ хорошо изучена, и для такого значения массы имеет смысл обсудить проблему «пробела в массах» (m-gap) и дискретности масс НЗ и коллапсаров с черной дырой (ЧД). «Пробел» находится между наибольшей массой НЗ и наименьшей массой ЧД-коллапсаров ($M_{\text{m-gap}} \approx 2\text{--}5 M_{\odot}$). В спектре распределения масс максимальные популяции НЗ и ЧД находятся на $M_{\text{NS}} = 1.4 M_{\odot}$ и $M_{\text{BH}} = 6.7 M_{\odot}$ соответственно. Однако недавние результаты наблюдений предсказали заполнение «пробела» компактными объектами. В этой статье для решения проблемы максимального значения вероятности гравитационной массы $M_{\text{peak}} = 6.7 M_{\odot}$ и «пробела в массах» ($M_{\text{m-gap}} \approx 2\text{--}5 M_{\odot}$) предлагается концепция гравидинамики. Эта концепция основана на неметрической скалярно-тензорной модели гравитационного взаимодействия с локализуемой энергией поля. Модель гравидинамики показывает общую массу (M_Q) компактного релятивистского объекта, заполненного веществом кварк-глюонной плазмы (КГП), с радиусом $r^* = GM_Q/c^2 \approx 10$ км, что согласуется с «пробелом» в спектре масс. Концепция состоит в том, что общая измеримая гравитационная масса (M_Q) такого предельно плотного объекта состоит как из вещества, так и из поля, которое описывается скалярно-тензорными компонентами. Эта модель также полезна для предсказания коллапсаров внутри «пробела».

Ключевые слова: физика черных дыр — гравитационные волны — (звезды:) двойные: компактные — звезды: черные дыры — звезды: нейтронные звезды

1. ВВЕДЕНИЕ

Компактные остатки звезд в тесных двойных системах (ТДС) были широко изучены (Abbott et al. 2019; 2020a; b; c; 2021a, Belczynski et al. 2012, Farr et al. 2011, Fragos et al. 2008; 2009, Irwin 2006, Kiziltan et al. 2013, Kreidberg et al. 2012, Littenberg et al. 2015, Mandel et al. 2015, Margalit and Metzger 2017, Özel et al. 2010; 2012, Petrov et al. 2014, Sokolov 1992; 2015; 2019), но физические свойства этих астрофизических объектов все еще являются предметом исследований. Эти свойства включают тип вещества и фазу компактного плотного объекта, термодинамические свойства и точное значение уравнения состояний (УС). В ряду проблем самый загадочный вопрос о ТДС связан с распределением массы и «пробелом» в этом распределении

(m-gap) (Abbott et al. 2020a; c; 2021b, Bailyn et al. 1998, Kreidberg et al. 2012, Özel et al. 2010; 2012, Petrov et al. 2014, Wyrzykowski and Mandel 2020, Yang et al. 2020). Abbott et al. (2021b) сообщили в третьем Каталоге Транзиентов Гравитационных Волн (Third Gravitational-wave Transient Catalog, GWTC-3), что диапазон предполагаемых масс компонентов компактных объектов аналогичен тому, что был найден в предыдущем каталоге (GWTC-2.1). Кандидаты ОЗб включают первые уверенные наблюдения двойных систем «нейтронная звезда (NS)– черная дыра (BH)». Однако было указано, что по одним только данным гравитационных волн невозможно измерить эффекты, чтобы отличить, являются ли компоненты двойных систем нейтронными звездами или черными дырами. Свойства по данным гравитационных волн почти аналогичны в случае наибольшей и наименьшей массы NS и BH соответственно.

¹E-mail: kumar@ipmras.ru²E-mail: sokolov@sao.ru

Последствия этих проблем для астрофизических наблюдений могут дать ответы на более глубокие вопросы, чем исследования, основанные на моделях. Эти вопросы в основном связаны с механизмом взрыва сверхновой с коллапсом ядра (core-collapse supernova, CCSN) (Burrows and Vartanyan 2021), составом частиц и энергией гравитационного поля в ядре NS, что также может помочь получить точные уравнения состояния (УС). Механизм CCSN также может быть полезен для понимания гравитационного потенциала и прогнозирования пространственно-временной геометрии нейтронных звезд и черных дыр (ЧД).

Ряд наблюдательных и теоретических моделей показал значительный «пробел» в спектре масс, существующий между наибольшей массой НЗ и наименьшей массой ЧД (Abbott et al. 2020a; c, Belczynski et al. 2012, Kreidberg et al. 2012, Littenberg et al. 2015, Mandel et al. 2015, Özel et al. 2010; 2012, Wyrzykowski and Mandel 2020, Yang et al. 2020, Zevin et al. 2020). Этот наблюдаемый «пробел» между НЗ и ЧД находится в диапазоне $M_{m-gap} = 2-5 M_{\odot}$. Кажется, что гравитационная масса НЗ, ЧД соответствует неким явным значениям. Свойства таких компактных коллапсаров зависят от массы, плотности и УС. Конкретные значения массы хорошо видны у 16 ТДС с маломассивными оптическими спутниками массой $0.6 M_{\odot}$ (Kreidberg et al. 2012, Özel et al. 2010; 2012). Для этих двойных систем в распределении масс видны два отдельных пика, связанных с массами НЗ и ЧД. Было обнаружено, что пик распределения масс релятивистских объектов близок к $M_{peak} = 6.7 M_{\odot}$ (Kreidberg et al. 2012, Özel et al. 2010; 2012). Однако недавние исследования показали, что «пробел» в распределении масс заполняется компактными плотными объектами, которые, как утверждается, близки по свойствам к НЗ или ЧД (Abbott et al. 2020a; c, Belczynski et al. 2012, Fryer et al. 2002, Fryer and Kalogera 2001, Gelino and Harrison 2003, Gupta et al. 2020, Thompson et al. 2019). Эти наблюдения оспариваются, и твердое объяснение нашего понимания свойств такой материи, существующей в области «пробела», мало изучено. Распределение масс в ТДС, дискретность массы, наличие «пробела» в массах и пик релятивистских объектов на $M_{peak} = 6.7 M_{\odot}$ можно лучше понять, найдя связь между взрывами CCSN и гамма-всплесками (GRBs). Эта связь также может дать информацию о самом механизме взрыва CCSN (Burrows and Vartanyan 2021). Поляризованное излучение длинных гамма-всплесков, чернотельная компонента в их спектрах и другие существенные наблюдательные свойства можно также объяснить прямым проявлением коллапсаров (НЗ и ЧД).

В этой статье мы обсуждаем распределение масс НЗ и ЧД в ТДС и выясняем возможную причину «пробела» между НЗ и ЧД. Распределение масс ТДС было рассмотрено с учетом двойных систем НЗ–НЗ, НЗ–ЧД, НЗ–белый карлик (БК) и НЗ–компаньоны маломассивных двойных звезд. Также предлагается и обсуждается существование экзотических плотных компактных объектов в области «пробела в массах». Подчеркивается более пристальное изучение пикового значения гравитационной массы $M_{peak} = 6.7 M_{\odot}$ в наблюдаемом распределении масс коллапсаров. Правдоподобная интерпретация такого пикового значения гравитационной массы предложена в рамках прямого наблюдательного следствия локализованности энергии гравитационного поля в скалярно-тензорной гравитинамике.

2. ФИЗИЧЕСКИЕ ОГРАНИЧЕНИЯ МАССЫ НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЫ

Этот раздел посвящен пониманию большой массы нейтронных звезд, которая считается наиболее важным критерием при описании базовой проблемы «пробела в массах». С момента открытия нейтронов распределение масс НЗ было в центре внимания астрофизиков при исследовании компактных объектов Baade and Zwicky (1934a; b; c), Chandrasekhar (1931), Landau (1932), Shapiro and Teukolsky (1983) Работы Чандрасекара Chandrasekhar (1931), Ландау Landau (1932) и формализм, развитый Tolman (1939), Oppenheimer and Volkoff (1939), предсказали верхний предел массы для НЗ в диапазоне $M_{NS} = 0.7-3.4 M_{\odot}$. Каноническая масса (M_{ch}), $M_{ch} \sim 1.4 M_{\odot}$ — это критическая масса, за которой вырожденное остаточное ядро массивной звезды или БК теряет гравитационную устойчивость и коллапсирует в НЗ. Более точную параметризацию предела масс Chandrasekhar (1931) можно выразить как $M_{ch} = 5.83 Y_e^2 M_{\odot}$, где $Y_e = n_p / (n_p + n_n)$ — доля электронов. Совершенное нейтронно-протонное равенство ($n_p = n_n$) при $Y_e = 0.50$ дает критическую массу $M_{ch} \sim 1.47 M_{\odot}$. Однако учет более разумных долей электронов $Y_e < 0.50$ дает меньшие значения для M_{ch} . Привлечение общей теории относительности (ОТО), поправка на давление на границе поверхности и снижение давления из-за неидеальных кулоновских взаимодействий между e^-e^- отталкиванием, ион-ионным отталкиванием и e^- -ионным притяжением при высоких плотности привели к снижению верхнего предела M_{ch} .

И наоборот, электроны БК или ядра массивной звезды не являются полностью релятивистскими. Это снижает давление, что приводит к увеличению массы, нужной для достижения гравитационного потенциала, необходимого для коллапса звезды.

Поправки на энтропию и эффекты вращения также повышают устойчивость дополнительной массы. В результате эти поправки дают более высокий верхний предел для M_{ch} . Уровень воздействия некоторых из этих конкурирующих эффектов на зарождающиеся массы определен не очень точно, поскольку детали процессов не совсем понятны. Таким образом, все эти факты говорят о более широком диапазоне масс $M_{\text{ch}} \sim 1.17\text{--}1.75 M_{\odot}$. Похоже, что измеренные массы относятся к эффективным гравитационным массам, а не к содержанию барионной массы (M_{baryon}). После применения квадратичного поправочного члена $M_{\text{baryon}} - M_{\text{grav}} \approx 0.075 M_{\text{grav}}^2$ (Timmes et al. 1996), можно получить $M_{\text{birth}} \sim 1.08\text{--}1.57 M_{\odot}$ как приемлемый диапазон для гравитационной массы нейтронных звезд, который, как полагают, включает диапазон масс образования НЗ. Кроме того, можно учитывать массу (M_{acc}), аккрецированную на НЗ, которая находится в пределах $\Delta M_{\text{acc}} \approx 0.1\text{--}0.2 M_{\odot}$ (Kiziltan et al. 2013).

Существует большое количество литературы, в которой обсуждается диапазон масс НЗ, и эта проблема до сих пор остается предметом обсуждения. Более ранние наблюдения показали, что, скорее всего, массы НЗ находятся в пределах $M_{\text{NS}} = 1.3\text{--}1.6 M_{\odot}$ (Finn 1994). Было предсказано, что многосторонние наблюдения дадут распределение масс НЗ-пульсаров в узком диапазоне, порядка $1.38_{-0.06}^{+0.10} M_{\odot}$ (Thorsett and Chakrabarty 1999). Максимально возможная масса НЗ в основном интересна с точки зрения физического механизма их образования и гравитационной стабильности, поскольку максимальная масса НЗ находится вблизи предела маломассивных звездных ЧД (Fryer and Kalogera 2001, Rhoades and Ruffini 1974). Плотность НЗ дает ясное представление о структуре материи, существующей в состоянии сверхъядерной плотности (Cook et al. 1994, Lattimer and Prakash 2004; 2007), которая также может быть ответственной за верхний предел массы НЗ. Наблюдение миллисекундных пульсаров показало, что некоторые НЗ имеют массу, намного превышающую каноническое значение $M_{\text{NS}} = 1.4 M_{\odot}$ (Champion et al. 2008, Freire et al. 2008a; b, Ransom et al. 2005). Рентгеновские двойные системы в НЗ также демонстрируют систематические отклонения от канонического предела массы (Barziv et al. 2001, Güver et al. 2010, Özel et al. 2009, Quaintrell et al. 2003, van Kerkwijk et al. 1995).

Уравнения состояний (УС), для которых предполагается, что максимальная масса НЗ $M_{\text{NS-max}} \leq 2.1 M_{\odot}$ (Gupta et al. 2020, Landau 1932), физически недействительны и не вполне

согласуются с результатами недавних наблюдений (Abbott et al. 2020a; c). Подразумеваемая жесткость УС существенно исключает присутствие мезонных конденсатов и гиперонов при сверхъядерных плотностях. Следовательно, для УС предпочтительны более низкая центральная плотность, больший радиус и более толстая кора НЗ (Shapiro and Teukolsky 1983). Связь между плотностью энергии и радиусом, предложенная Tolman (1939), в сочетании с пределом причинности дает аналитическое решение для верхнего предела центральной плотности (ρ_c), $\rho_c M^2 = 1.53 \times 10^{16} M_{\odot}^2 \text{ g cm}^{-3}$. Нижний предел максимальной массы НЗ составляет $M_{\text{NS}} = 2.1 M_{\odot}$, верхний предел (ρ_{max}) центральной плотности НЗ $\rho_{\text{max}} \leq 3.47 \times 10^{15} \text{ g cm}^{-3}$, что соответствует примерно $11\rho_s$ для контрольного порога насыщения около $0.16 fm^{-3}$. Кроме того, экзотическая материя, такая как гипероны и бозе-конденсаты, значительно снижает максимальную массу НЗ. Следовательно, строгий нижний предел максимальной массы НЗ $M_{\text{NS-max}} > 2.1 M_{\odot}$ исключает мягкие УС с чрезвычайно низкой плотностью, которые требуют существования экзотической адронной материи (Shapiro and Teukolsky 1983). НЗ с деконфигурированной странной кварковой материей в большинстве случаев имеют максимальные предсказанные массы ниже $M_{\text{NS-max}} < 2.1 M_{\odot}$. Следовательно, УС со странной кварковой материей, которые предсказывают максимальные массы меньше, чем $M_{\text{NS-max}} < 2.1 M_{\odot}$, также не могут рассматриваться как полезные конфигурации для вещества НЗ.

Недавно на детекторе гравитационных волн наблюдалась гораздо большая масса НЗ в двойных системах НЗ-НЗ и НЗ-ЧД (Abbott et al. 2019; 2020a; b; c; 2021a). В ряде других наблюдательных исследований было предсказано, что максимальная масса НЗ находится в пределах $M_{\text{NS-max}} \approx 2.2\text{--}2.9 M_{\odot}$ (Bombaci 1996, Heiselberg and Pandharipande 2000, Kalogera and Baym 1996). Следовательно, теоретическое предсказание с использованием УС (Shapiro and Teukolsky 1983) для описания наибольшей массы НЗ в предыдущем абзаце не согласуется с недавними наблюдательными результатами. К тому же, в ОТО максимальная масса НЗ существует почти до $M_{\text{NS}} \sim 3 M_{\odot}$. Пока не ясно, поддерживают ли жесткие уравнения состояния этот предел ОТО.

Максимально допустимая масса нейтронных звезд — один из самых сложных вопросов в физике НЗ, и он сильно связан с УС и принятой теорией гравитации. Другими словами, гравитация и УС могут вместе определить максимальную массу НЗ. Расчет точного значения максимальной массы НЗ сильно зависит от УС нейтронной

материи вплоть до очень высоких плотностей, $\rho_{\text{high}} \sim 5 \times 10^{15} \text{ g cm}^{-3}$. Стоит отметить, что уравнения состояния получаются из точных численных решений квантово-механической ядерной задачи многих тел с использованием двух- и трехчастичных потенциалов, которые дают информацию в области плотности насыщения ядерной материи, $\rho_{\text{nuc1}} \sim 2.7 \times 10^{14} \text{ g cm}^{-3}$ (Wiringa et al. 1988). Уравнения состояния можно рассматривать до значения примерно $2\rho_{\text{nuc1}}$, и возможно его расширение почти до $4\rho_{\text{nuc1}}$. Однако при гораздо более высоких плотностях свойства материи остаются неопределенными, а внутренние трехнуклонные силы становятся существенными с учетом адронных свойств, и, в конечном итоге, кварковые степени свободы становятся более актуальными (Baum 1995). С увеличением плотности материи УС приближается к субсветовой скорости звука, и в этот момент масса НЗ становится равной $M_{\text{NS}} \sim 3.2 M_{\odot}$. Для компактной звезды за пределами этого порога массы более сильные короткодействующие ядерные силы отталкивания приводят к увеличению жесткости УС за субсветовой предел. В ОТО верхний предел массы компактной звезды существует еще до $M_{\text{star}} \approx 5.2 M_{\odot}$, с учетом сфер однородной плотности (Shapiro and Teukolsky 1983). ОТО, наряду с субсветовым пределом, предлагает верхний предел максимальной массы НЗ $M_{\text{NS}} \sim 3.2 M_{\odot}$. На уравнения состояния влияет учет ядерных процессов, таких как каонное и нуклон-нуклонное рассеяние. Эти УС обеспечивают диапазон масс $M_{\text{NS}} = 1.5\text{--}2.2 M_{\odot}$ как нижний предел максимальной массы НЗ (Kalogera and Baum 1996, Thorsson et al. 1994). Хотя эти нижние границы максимальной массы НЗ подразумеваются для многих более реалистичных УС, до сих пор неясно, реалистичны ли какие-либо из этих значений.

Первое существенное ограничение для УС связано с наблюдением звезд с двумя массами Солнца ($2 M_{\odot}$) (Antoniadis et al. 2013). Это означает, что соответствующая кривая масса-радиус должна поддерживать достаточно массивные звезды, $M_{\text{max}} > 2 M_{\odot}$. Для этого требуются жесткие уравнения состояния, которые сочетаются с тем, что уравнения состояния высокой плотности являются довольно мягкими (при скорости звука $c_s^2 \lesssim 1/3; c_s$). Резкое отсечение максимальной массы НЗ в двойных системах изучалось с использованием гауссовой смеси и байесовских моделей (Alsing et al. 2018). В этой модели было показано, что максимальная масса НЗ существует между $2.0 M_{\odot} < M_{\text{max}} < 2.2 M_{\odot}$ (достоверность 68%) и $2.0 M_{\odot} < M_{\text{max}} < 2.6 M_{\odot}$ (достоверность 90%). Доказательства отсечения устойчивы к выбору модели распределения масс. Резкое отсечение интерпретировалось как максимально стабильная масса

НЗ, допускаемая уравнениями состояния плотного вещества. Нижний предел максимально достижимой скорости звука внутри нейтронной звезды есть $C_s^{\text{max}} > 0.63$ (достоверность 99,8%), что исключает $c_s \lesssim c_s/\sqrt{3}$ с высокой значимостью.

На основе теории относительности Эйнштейна, принципа причинности и принципа Ле Шателье было установлено, что максимальная масса равновесной конфигурации НЗ не может превышать $3.2 M_{\odot}$ (Rhoades and Ruffini 1974). Этот предел выше, чем уравнения состояния. Экстремальный принцип, вытекающий из теории ОТО, хорошо применялся, когда уравнения состояния вещества в ограниченном диапазоне плотностей были неизвестны. Абсолютная максимальная масса нейтронных звезд дает решающий метод наблюдения различия между НЗ и ЧД. Показано, что распределение масс НЗ выходит за пределы $2.5 M_{\odot}$ с учетом плоского и бимодального анализа. Действительно, масса M_{max} остатка очень чувствительна к включению объекта GW190814. Для плоской модели предполагаемая максимальная масса GW-популяции нейтронных звезд смещается с $2.0_{-0.3}^{+0.4} M_{\odot}$ на $2.7_{-0.2}^{+0.2} M_{\odot}$. Для бимодальной модели наблюдался сопоставимый сдвиг с $2.1_{-0.3}^{+0.7} M_{\odot}$ на $2.7_{-0.1}^{+0.7} M_{\odot}$. Это различие может свидетельствовать об эффекте радиоселекции, который обсуждался в статье Galaudage et al. (2021).

Fattoyev et al. (2020) показали, что в GW 190814 путем корректировки существующего функционала плотности энергии можно принять массу нейтронной звезды, равную $2.6 M_{\odot}$, при этом выполняя начальное ограничение на приливную деформируемость НЗ массой $1.4 M_{\odot}$ и воспроизводя свойства основного состояния конечных ядер. Сообщалось, что жесткость УС, необходимая для поддержки сверхмассивных НЗ, несовместима ни с ограничениями, полученными из-за столкновений энергичных тяжелых ионов, ни с ограничениями, полученными из-за низкой деформируемости звезд средней массы. Таким образом, было высказано предположение, что максимальная масса НЗ не может быть значительно выше существующего наблюдательного предела массы $2.6 M_{\odot}$. Это указывает на то, что такой компактный объект, вероятно, будет самой легкой из когда-либо обнаруженных ЧД. Однако было показано, что максимальная масса НЗ составляет приблизительно $3 M_{\odot}$ ($M_{\odot} \approx 2 \times 10^{33} \text{ g}$) и ограничивается только причинностью и общей теорией относительности (Nauenberg and Chapline 1973).

Есть теоретические и наблюдательные аргументы, что звездная эволюция не может породить ЧД с массой примерно менее $5 M_{\odot}$ (Bailyn et al. 1998,

Farr et al. 2011), а максимальная масса НЗ ожидается на уровне приблизительно $3 M_{\odot}$ (Kiziltan et al. 2013, Özel et al. 2012, Rhoades and Ruffini 1974). Однако наблюдения показали, что самая тяжелая НЗ, наблюдаемая на сегодняшний день, имеет массу $2.01_{-0.04}^{+0.04} M_{\odot}$ (Antoniadis et al. 2013). Недавно было заявлено, что объект PSR J0740 + 6620 может содержать НЗ массой $2.14_{-0.09}^{+0.10} M_{\odot}$, но систематические ошибки в этом измерении все еще являются предметом споров (Alsing et al. 2018). Отсутствие на сегодняшний день наблюдений компактных объектов в диапазоне $2-5 M_{\odot}$ намекает на существование так называемого «маломассивного пробела» (Bailyn et al. 1998, Belczynski et al. 2012, Özel et al. 2010) Из анализа литературы следует, что максимальная масса НЗ, наблюдаемая разными группами, различна. Также можно заметить, что результаты наблюдений максимальной массы НЗ не полностью согласуются с массой, полученной из УС и ОТО.

Обсудим ограничение на максимальную массу НЗ, полученную по уравнениям состояния и ОТО. Свойства нейтронных звезд определяются природой вещества, которое они содержат. Эти свойства могут быть ограничены измерениями размера и массы звезды. Строгие ограничения на радиусы НЗ получены из объединения наблюдений в разных диапазонах объекта GW 170817 (слияния двух НЗ) с ядерной теорией, которая лучше всего объясняет неопределенности в УС, зависящие от плотности. Уравнения состояния ограничены киральной эффективной теорией поля и отделены от них наблюдениями гравитационных волн. Объединив это с электромагнитными наблюдениями остатка мерджера, который говорит о наличии короткоживущей гипермассивной НЗ, было обнаружено, что радиус НЗ составляет $11.0_{-0.6}^{+0.9}$, а масса $M_{\text{NS}} = 1.4 M_{\odot}$ Capano et al. (2020) Уравнения состояния, расширенные до более высоких плотностей низкоэнергетического расширения теории эффективного поля в целом не делает, при этом гарантируя, что скорость звука меньше скорости света и что уравнение состояния поддерживает НС с массой $2 M_{\odot}$. Многочастотные наблюдения GW 170817 использовались для ограничения этих уравнений состояния, чтобы гарантировать, что они согласуются с: (1) обнаруженными гравитационными волнами во время стадии спирального закручивания.; (2) образование остатка после слияния, который не превращается сразу в ЧД; 3) ограничения, которые энергетика гамма-всплеска и килоновой накладывает на максимальную массу НЗ. Чем выше масса самой тяжелой из наблюдаемых НЗ, тем более ограничены уравнения состояния. Кроме того, ограничены максимальные плотности НЗ: жесткие уравнения состояния с

большими показателями политропы имеют более низкие максимальные плотности, которые сильно ограничены принципом причинности. Более мягкие уравнения состояния, как правило, имеют большую центральную плотность. Для $M_{\text{NS}} = 1.97 M_{\odot}$ центральные плотности достигают около $8.3 \rho_0$, а для $M_{\text{NS}} = 2.4 M_{\odot}$ плотности достигают примерно $5.8 \rho_0$.

Миллисекундная переменность рентгеновского потока нескольких рентгеновских двойных систем малой массы (low-mass X-ray binaries (LMXB)) с нейтронными звездами была интерпретирована в рамках общей релятивистской концепции аккреции, в которой ожидалась частота отсечения. Это свидетельствует о серьезных ограничениях на поглощение вещества при надъядерных плотностях. Сообщенная максимальная частота (1.15 ± 0.02 кГц) квазипериодических колебаний, наблюдаемых в таких разных источниках, как Sco X-1 и 4U 1728-34 (Kluźniak 1998), будет означать, что массы нейтронных звезд в этих LMXB составляют $M_{\text{NS}} > 1.9 M_{\odot}$, и, следовательно, несколько УС будут исключены. Следовательно, приведенные выше результаты показали, что нейтронные звезды могут существовать в диапазоне максимальной массы $M_{\text{max}} = 1.5-3.2 M_{\odot}$ (Kiziltan et al. 2013).

Существование наибольшей массы НЗ и наименьшей массы ЧД становится критическим для рассмотрения «пробела в массах» (Abbott et al. 2020a; c, Belczynski et al. 2012, Kreidberg et al. 2012, Littenberg et al. 2015, Mandel et al. 2015, Özel et al. 2010; 2012, Wyrzykowski and Mandel 2020, Yang et al. 2020, Zevin et al. 2020).

3. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ МАСС ДВОЙНЫХ КОЛЛАПСАРОВ И «ПРОБЕЛ В МАССАХ»

3.1. Наблюдательный предел на «пробел в массах» и компактные объекты, заполняющие область «пробела»

Отметим, что в данном конкретном случае рассматривается область «пробела в массах» между подтвержденными наблюдениями минимального предела массы астрофизических ЧД и максимальных масс НЗ. В распределении масс эта область находится в пределах $M_{\text{m-gap}} \sim 2-5 M_{\odot}$ (Kreidberg et al. 2012, Özel et al. 2010; 2012). Однако Thompson et al. (2019) сообщили о гигантской звезде J05215658 с массой $M_{\text{star}} \sim 3.2_{-1.0}^{+1.0} M_{\odot}$ и невзаимодействующей маломассивной ЧД с массой около $3.3_{-0.7}^{+2.8} M_{\odot}$. Утверждалось, что компактный объект с такой массой находится в «пробеле в массах» между НЗ и ЧД. Одни из наибольших

масс НЗ $M_{\text{NS}} \sim 2.01_{-0.04}^{+0.04} M_{\odot}$ и $2.14_{-0.09}^{+0.01} M_{\odot}$, наблюдали Antoniadis et al. (2013) и Cromartie et al. (2020) соответственно. Диапазон неопределенности простирается почти от предсказанной теоретической максимальной массы НЗ $M_{\text{NS}} \simeq 2.5 M_{\odot}$ (Lattimer 2012) до наименьших хорошо измеренных масс ЧД $M_{\text{BH}} = 5\text{--}6 M_{\odot}$ (Farr et al. 2011, Özel et al. 2010). В модели, предложенной Kochanek (2014), нижний предел гравитационной массы для образования ЧД составляет $M_{\text{BH}} \sim 4 M_{\odot}$, и такой предел массы ЧД был обнаружен наблюдательно в объекте XTE J1650–500 (Orosz et al. 2004). Heida et al. (2017) утверждали, что объект GX 339–4 с $2.3 M_{\odot} < M_{\text{BH}} < 9.5 M_{\odot}$, возможно, является первой ЧД, попавшей в «пробел» $M_{\text{m-gap}} = 2\text{--}6 M_{\odot}$. Более того, сообщалось Orosz et al. (1998), что масса ТДС в 4U 1543–47, вероятно, составляет примерно $3 M_{\odot}$, что критически превышает массу НЗ, и поэтому этот компактный объект был заявлен как ЧД. В недавних наблюдениях был обнаружен кандидат в ЧД с массой $M_{\text{BH}} \sim 3 M_{\odot}$ в качестве двойного компаньона V 723 Mon (Jayasinghe et al. 2021).

Согласно результатам Giesers et al. (2018), в одной из исследованных двойных систем обнаружен несветящийся объект с минимальной массой $M_{\text{min}} = 4.36_{-0.41}^{+0.41} M_{\odot}$. Этот объект должен быть вырожденным, потому что он невидим, а минимальная масса значительно превышает предел (Chandrasekhar 1931) ($1.4 M_{\odot}$). Были измерены массы нескольких двойных пульсаров (НЗ–НЗ) и было высказано предположение, что массы НЗ равномерно распределены между нижней (M_{NSl}) и верхней (M_{NSu}) границами масс (Finn 1994): $1.01 < M_{\text{NSl}}/M_{\odot} < 1.34$, $1.43 < M_{\text{NSu}}/M_{\odot} < 1.64$. Эти пределы наблюдательно подтверждают механизм образования НЗ, который предполагает диапазон масс $1.3 < M_{\text{NS}}/M_{\odot} < 1.6$. Скорее всего, вырожденный объект превысил предел, найденный Oppenheimer and Volkoff (1939), Tolman (1939), согласно которому все объекты, превышающие $M \sim 3 M_{\odot}$, коллапсируют в ЧД (Bombaci 1996). Отмечается, что оценка массы темного компаньона слабо зависит от массы целевой звезды, в пределах разумной ошибки, например, для нереалистичного случая целевой звезды с массой $0.2 M_{\odot}$ минимальный компаньон должен иметь более $3 M_{\odot}$.

Результаты показали наличие нескольких маломассивных ЧД ($M_{\text{BH}} < 5 M_{\odot}$) (Giesers et al. 2018, Jayasinghe et al. 2021, Orosz et al. 1998) и наиболее заметное распределение правдоподобия около $M_{\text{BH}} = 7\text{--}8 M_{\odot}$ с резким спадом за пределами $10 M_{\odot}$ (Özel et al. 2012). Это распределение сильно отличается от «массивных» двойных систем с ЧД и дает интересные ограничения на сверхновые и процессы эволюции двойных, которые создают

мягкие рентгеновские транзиенты с ЧД. Однако предполагается, что пробел в ЧД с массами менее $M_{\text{BH}} < 5 M_{\odot}$ должен быть связан со взрывами сверхновых и приводить к образованию ЧД, заполняющих «пробел в массах» (Fryer et al. 2002, Fryer and Kalogera 2001). Расчет показал, что взрывы сверхновых обычно генерируют непрерывное распределение масс ЧД, и масса экспоненциально убывает в сторону большей массы. Непрерывность масс есть прежде всего следствие довольно постепенной зависимости энергий взрыва от масс прародителей. Предполагается, что энергии взрыва могут быть сравнимы и/или меньше энергии связи звездных оболочек (Fryer et al. 2002, Fryer and Kalogera 2001). Хотя образование «пробела» в распределении массы невозможно при нынешнем понимании энергии сверхновой. Было высказано предположение, что этого можно достичь, если специально допустить, что энергия взрыва имеет ступенчатую зависимость от массы прародителя и падает до нуля для звезд с массой примерно больше $25 M_{\odot}$ (Fryer and Kalogera 2001). Эта бимодальность энергий взрывов, образующих НЗ, по сравнению с ЧД, должна проявиться в большой выборке сверхновых, ожидаемых в современных исследованиях, которые чувствительны к слабым CCSN (Burrows and Vartanyan 2021).

Ожидается, что самые тяжелые НЗ и самые легкие ЧД образуются в результате эволюции звезд с массами в диапазоне $2.2 M_{\odot} < M < 5 M_{\odot}$, который существенно не заселен. Компактные объекты, попадающие в «пробел», вероятно, связаны со взрывом CCSN, который хорошо описан в обзорной статье Burrows and Vartanyan (2021). Относительно CCSN было высказано предположение, что если ЧД звездной массы рождаются в результате коллапса, а НЗ имеют максимальную массу чуть выше примерно $2.0 M_{\odot}$, то между ними может быть «пробел». Объект с массой $M = 2.6 M_{\odot}$ был недавно обнаружен по гравитационным волнам на LIGO/Virgo в двойном мерджере GW 190814 (Abbott et al. 2020c). В этом исследовании сообщалось о компактном двойном мерджере из ЧД с массой $M_{\text{BH}} = 22.2\text{--}24.3 M_{\odot}$ и компактного объекта с массой $2.50\text{--}2.67 M_{\odot}$. В этой системе источник имеет самое неравное соотношение масс, измеренное до сих пор с помощью гравитационных волн, а вторичный компонент с массой $2.50\text{--}2.67 M_{\odot}$ является либо самой легкой ЧД, либо самой тяжелой НЗ, когда-либо обнаруженной в ТДС. Астрофизические модели подсказывают, что тесные двойные системы с соотношениями масс, похожими на это событие, могут сформироваться с помощью нескольких механизмов, но вряд ли они будут образованы в шаровых скоплениях (Abbott et al. 2020c). Однако сочетание отношения масс, масс компонентов и случайной

скорости слияния для GW 190814, обнаруженной по гравитационным волнам, описывает распределение масс компактных двойных систем. Abbott et al. (2020c) сообщили, что сравнение вторичной массы и несколько текущих оценок максимальной массы НЗ предполагает, что GW 190814 вряд ли образовался в результате слияния НЗ–ЧД. Тем не менее это событие проливает свет на новую концепцию распределения масс компактных объектов на границе между известными массами НЗ и ЧД. Было объяснено, что ЧД в «пробеле» естественным образом накапливаются посредством слияний и аккреции в активных ядрах галактик (АЯГ), а впоследствии могут участвовать в дополнительных слияниях (Yang et al. 2020). Более легкий объект в GW 190814 с массой $2.6 M_{\odot}$ мог вырасти в диске АЯГ за счет аккреции. Однако, как ни удивительно, большая полная масса $3.4 M_{\odot}$, наблюдаемая при слиянии нейтронных звезд в GW 190425 (Abbott et al. 2020a), также может быть образована из-за аккреции в АЯГ (Yang et al. 2020).

В другой работе, в событии GW 190425 наблюдался диапазон масс компонентов от 1.12 до $2.52 M_{\odot}$ (Abbott et al. 2020a). Это значение становится разумным в диапазоне $1.46–1.87 M_{\odot}$, если безразмерные значения спина компонентов могут быть ограничены величиной менее 0.05. Эти массы согласуются с отдельными двойными компонентами НЗ. Однако как исходная легкая масса $1.44^{+0.02}_{-0.02} M_{\odot}$, так и полная масса $3.4^{+0.1}_{-0.3} M_{\odot}$ этой двойной системы значительно больше, чем у любых других известных двойных НЗ. На основе гравитационно-волнового анализа нельзя отрицать, что оба компонента этой двойной системы являются ЧД. Впоследствии в другом исследовании было обнаружено, что гравитационные волны двойной системы GW 170817 возникают в результате слияния двух компактных объектов с массами в диапазоне масс НЗ (Abbott et al. 2020b). Результаты, полученные по гравитационным волнам, указывают на возможность того, что один или оба объекта являются маломассивными ЧД. Если сливающаяся ЧД после слияния вращается медленно, то максимальная барионная масса невращающейся НЗ содержит массу $M_{\text{NS}} = 3.05 M_{\odot}$, и в этом случае предполагалось, что существование уравнения состояния исключено. Был предложен более жесткий предел массы НЗ, $M_{\text{NS}} = 2.67 M_{\odot}$, если слияние приводит к гипермассивной НЗ (Abbott et al. 2020b). С помощью различных статистических методов была определена масса системы PSR J0740 + 6620 с массой пульсара $2.08^{+0.07}_{-0.07} M_{\odot}$ по релятивистской временной задержке Шапино с достоверностью 68.3% (Fonseca et al. 2021). Эта масса также попадает в область «пробела».

Сообщалось, что исходные массы компонентов GW 200105 и GW 200115 возникли в результате

слияния НЗ и ЧД (Abbott et al. 2021a). В этой работе говорилось, что их первичные массы были равны $M_1 = 8.9^{+1.2}_{-1.5} M_{\odot}$ и $5.7^{+1.8}_{-2.1} M_{\odot}$ соответственно, что согласуется с предсказаниями масс ЧД в моделях популяционного синтеза для НЗ и ЧД. Было обнаружено, что вторичные массы, участвующие в событиях GW 200105 и GW 200115, равны $M_2 = 1.9^{+0.3}_{-0.2} M_{\odot}$ и $1.5^{+0.7}_{-0.3} M_{\odot}$ соответственно. Эти результаты согласуются с наблюдаемым распределением масс НЗ в Млечном Пути, а также с предсказаниями синтеза популяции для вторичных масс при слиянии НЗ и ЧД. Abbott et al. (2021a) не приводят убедительных доказательств принадлежности массы вторичных компактных объектов к НЗ. В наблюдениях было указано, что массы согласуются либо со слиянием двойных ЧД, либо со слиянием НЗ и ЧД. Более того, сравнение вторичных масс с максимально допустимой массой НЗ дает вероятность $\rho(M_2 \leq M_{\text{max}})$, равную 89–96% и 87–98% для вторичных компонент в GW 200105 и GW 200115 соответственно, что совместимо с массой нейтронных звезд.

Верхняя граница массы НЗ $M_{\text{NS}} = 2.9 M_{\odot}$ была установлена относительно УС, действительного до $2\rho_{\text{nm}}$ плотности насыщения (Kalogera and Baum 1996). Надежное свидетельство того, что компактный объект является ЧД, можно получить, если предел массы превышает значение $M_{\text{NS-max}} = 2.9 M_{\odot}$. Согласно УС, нижние пределы массы ЧД находятся в диапазоне $M_{\text{BH}} = 3.1–6 M_{\odot}$. Вполне вероятно, что более компактные объекты можно идентифицировать как ЧД, поскольку значение $M_{\text{max}} = 2.9 M_{\odot}$ существенно меньше, чем $3.1 M_{\odot}$. Gelino and Harrison (2003) сообщили о самой маленькой звездной ЧД (J0422+32) с массой $M_{\text{BH}} = 3.97 \pm 0.95 M_{\odot}$. Таким образом, было заявлено, что J0422+32 содержит звездную ЧД с наименьшей массой, и она попадает в диапазон «пробела в массах» $M_{\text{m-gap}} = 3–5 M_{\odot}$.

Однако утверждается, что образование GW 190814 с любой измеримой скоростью требует модели механизма сверхновой, которая работает в более длительных временных масштабах, так что компактный протообъект может испытать значительную аккрецию непосредственно перед взрывом (Zevin et al. 2020). Это намек на то, что если GW 190814 (Abbott et al. 2020c) является результатом эволюции массивной двойной звезды, то «пробел в массах» между НЗ и ЧД может быть меньше или вообще отсутствовать.

Wyrzykowski and Mandel (2020) сообщили о возможном существовании «пробела» между наибольшей массой НЗ и наименьшей массой ЧД. Согласно приведенным аргументам, самые тяжелые НЗ должны иметь массу $M_{\text{NS}} = 2 M_{\odot}$, тогда

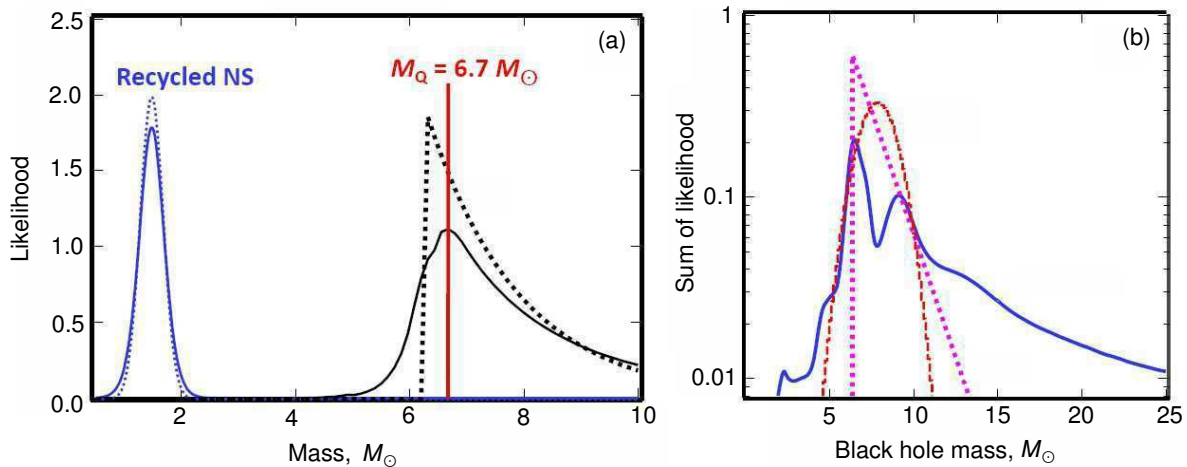


Рис. 1. (a) — сопутствующие распределения масс рециркулировавшего населения массивных НЗ и маломассивных черных дыр; пунктирные линии соответствуют значениям максимального правдоподобия (Özel et al. 2012). Массы нейтронных звезд распределены по-разному: $M = 1.33 M_{\odot}$, $\sigma = 0.05 M_{\odot}$ — двойные НЗ, $M = 1.28 M_{\odot}$, $\sigma = 0.24 M_{\odot}$ — НЗ вблизи своих масс образования, и $M = 1.48 M_{\odot}$, $\sigma = 0.20 M_{\odot}$ — рециркулировавшие НЗ. Экспоненциальное распределение использовалось для ЧД с отсечкой на малых массах на $M_c = 6.32 M_{\odot}$ и масштабом $M_{scale} = 1.61 M_{\odot}$; сплошные линии представляют собой взвешенные распределения масс для каждой популяции, а пунктирная линия показывает аппроксимирующий наклон. Красная линия в спектре масс на $M_Q = 6.7 M_{\odot}$ была рассчитана с использованием концепции гравитодинамики (Sokolov and Zharykov 1993). (b) — сплошная линия представляет сумму вероятных масс 16 ЧД в маломассивных рентгеновских двойных системах (Özel et al. 2010). Форма их суммы является искусственной на конце большой массы, что вызвано высокомассивными крыльями индивидуальных правдоподобий, штриховые и пунктирные линии показывают экспоненциальное и гауссовское распределения соответственно, с наилучшими подгоночными параметрами.

как масса самых легких ЧД должна быть около $M_{BH} = 5 M_{\odot}$. Было описано, что «пробел» между массами НЗ и ЧД в диапазоне $M_{m-gap} = 2-5 M_{\odot}$ не огласуется с наблюдательными данными, если только ЧД не получает импульсов к образованию, превышающих $20-80 \text{ км с}^{-1}$ (Wyzykowski and Mandel 2020). При таких обстоятельствах пробел в распределении масс стал серьезной проблемой для понимания образования ТДС. Предлагалось прогнозировать распределение масс НЗ и ЧД с «пробелом» между этими компактными объектами путем объединения результатов звездного моделирования с гидродинамическим моделированием сверхновых (Belczynski et al. 2012) Однако определение наибольшей массы НЗ и наименьшей массы ЧД является сложной задачей из-за сложности получения точного гравитационного потенциала и детерминированного значения уравнений состояния.

В одной из работ было предложено решить проблему спектра масс с «пробелом» между НЗ и ЧД путем объединения результатов звездного моделирования с гидродинамическим моделированием сверхновых (Belczynski et al. 2012). Однако определение максимальной массы НЗ и наименьшей массы ЧД является сложной задачей из-за сложности получения точного гравитационного по-

тенциала и детерминированного уравнения состояния.

3.2. Статистическое распределение массивных нейтронных звезд и маломассивных черных дыр

Littenberg et al. (2015) продемонстрировали количественные возможности LIGO/Virgo различать массы НЗ и ЧД из большого числа источников. Смоделированная популяция компактных объектов показала меньший компонент с массой, эквивалентной нейтронным звездам NSs $M_{NS} \lesssim 1.5 M_{\odot}$, при этом также была подтверждена популяция двойных ЧД компактной массы $M_{BH} \gtrsim 6 M_{\odot}$. Массивные НЗ ($2 < M_{NS} < 3 M_{\odot}$) часто сочетаются с маломассивными ЧД ($M_{NS} < 5 M_{\odot}$), что затрудняет определение максимальной массы НЗ и решение проблемы «пробела» в массах (Littenberg et al. 2015). Özel et al. (2012) обнаружили, что распределение масс НЗ в нерциркулировавших затменных массивных двойных системах, а также в медленных пульсарах состоит из масс образования со средним значением $1.28 M_{\odot}$ и дисперсией $0.24 M_{\odot}$. Считается, что эти значения соответствуют образованию НЗ при взрывах CCSN. Сообщалось, что двойные НЗ имеют очень узкое распределение по массе, с пиком на $1.33 M_{\odot}$ с дисперсией $0.05 M_{\odot}$ (рис. 1a).

Такое узкое распределение трудно объяснить в рамках современных представлений о механизмах формирования НЗ. Один из возможных способов получения узкого распределения — сверхновые с электронным захватом в белых карликах ONeMg (Podsiadlowski et al. 2005). Возникновение такой сверхновой происходит при определенном пороге плотности, который соответствует предколлапсной массе белого карлика в узком диапазоне $1.36\text{--}1.38 M_{\odot}$ для разных температур и составов. Среднее значение массы рециркулировавших НЗ составляет $1.48 M_{\odot}$ с дисперсией $0.2 M_{\odot}$. Небольшая часть рециркулировавших НЗ в сопутствующем распределении имеет массы, превышающие $M_{\text{NS}} \sim 2 M_{\odot}$, и было высказано предположение, что только некоторые из этих НЗ преодолевают порог массы для образования маломассивных ЧД.

В следующей работе, Özel et al. (2010), чтобы получить распределение масс звездных ЧД в родительском населении были исследованы измерения динамической массы 16 ЧД в транзиентных маломассивных рентгеновских двойных системах. Результаты наблюдений лучше всего описывались узким распределением масс на $7.8 \pm 1.2 M_{\odot}$. Был выявлен эффект селекции, связанный с выбором объектов для оптических наблюдений, что привело к выборке, ограниченной по потоку. Однако предполагается, что эффект селекции не вносит искажения в наблюдаемое распределение (Özel et al. 2010) и не может объяснить отсутствие ЧД в «пробеле» $M_{\text{m-gap}} = 2\text{--}5 M_{\odot}$. В работе (Özel et al. 2010) утверждалось, что быстрое уменьшение на конце с большой массой в расчетном распределении может быть связано с особым эволюционным механизмом, за которым следуют маломассивные рентгеновские двойные системы (рис. 1b). Перенос массы в фазе маломассивной рентгеновской двойной требует небольшого орбитального расстояния между ЧД и маломассивным компаньоном. Считается, что фаза общей оболочки, которая запускается, чтобы достаточно уменьшить орбитальное расстояние в двойной звезде до сверхновой, приводит к выбросу водородной оболочки пред-сверхновой звезды, оставляя после себя голое гелиевое ядро. Кроме того, ожидается, что ветры от образующихся гелиевых ядер в фазе Вольфа-Райе приведут к дальнейшей потере массы, хотя скорость этого весьма неопределенна. В результате возможно, что массы ЧД в контактных двойных в основном остаются вблизи массы $10 M_{\odot}$. Этот эволюционный путь может дать естественное объяснение быстрого снижения предполагаемой функции массы в высокомассивном конце распределения.

Предполагается, что наблюдаемое распределение массы может отличаться от распределения масс при образовании (Fragos and McClintock

2015). Это связано с переносом массы в фазе рентгеновской двойной, что может привести к тому, что ЧД эволюционировали из масс, которые они имели во время образования. Наименее массивные ЧД преимущественно образуются с маломассивными компаньонами ($M_c \lesssim 2 M_{\odot}$) и, следовательно, не могут аккрецировать значительное количество вещества за время жизни двойной системы (Fragos and McClintock 2015).

Если компаньоны более массивны, $M_c > 5 M_{\odot}$, то в начале фазы переноса массы образуются ЧД с массами $M_{\text{BH}} \gtrsim 5 M_{\odot}$. Как результат, аккреция в фазе двойной системы не может закрыть «пробел» в распределении масс между $M_{\text{m-gap}} = 2\text{--}5 M_{\odot}$.

Более того, было высказано предположение, что испарение ЧД в гравитационных моделях мира Браны может приводить к дефициту маломассивных ЧД в стационарной популяции. В этом контексте «пробел» в распределении масс может образовываться, потому что скорость испарения в гравитации мира Браны быстро увеличивается с уменьшением массы ЧД (Postnov and Cherepashchuk 2003). Однако недавние ограничения на скорость испарения, полученные с использованием современной популяции ЧД, исключают эту возможность (Rhoades and Ruffini 1974).

Sokolov and Zharykov (1993) предположили, что в гравитационной динамике в рамках ОТО можно рассматривать сферически-симметричную конфигурацию с ограниченным уравнением состояния $P_Q = 1/3(\epsilon - 4B)$, где плотность возрастает по направлению к центру компактных масс. Эта модель предполагала существование устойчивой конфигурации кварковой звезды с кварк-глюонной плазмой, включающей в себя все возможные ароматы кварков. Полная масса такого компактного объекта радиусом примерно 10 км состоит из пиковой массы около $6.7 M_{\odot}$. Этот пик, включая распределение масс НЗ и ЧД, выделен на рис. 1а.

Меньшее значение массы ЧД ($M_{\text{BH}} < 4\text{--}5 M_{\odot}$) было предсказано для компактных объектов GRO J0422+32 и 4U 1543–47 (рис. 2а), что устраняет «пробел в массах», идентифицированный в работе Özel et al. (2010). Однако, чтобы подтвердить это утверждение, предлагается выполнить точные измерения. Результаты «пробела в массах» считаются правильными и непротиворечивыми только в том случае, если система GRO J0422+32 исключена из анализа. Однако, если GRO J0422+32 и, возможно, 4U 1543–47 действительно попадают в предполагаемый «пробел в массах», основные особенности распределения масс мягких рентгеновских транзиентов с ЧД сохраняются.

В работе Farr et al. (2011) с помощью байесовского анализа описано распределение ЧД звездной

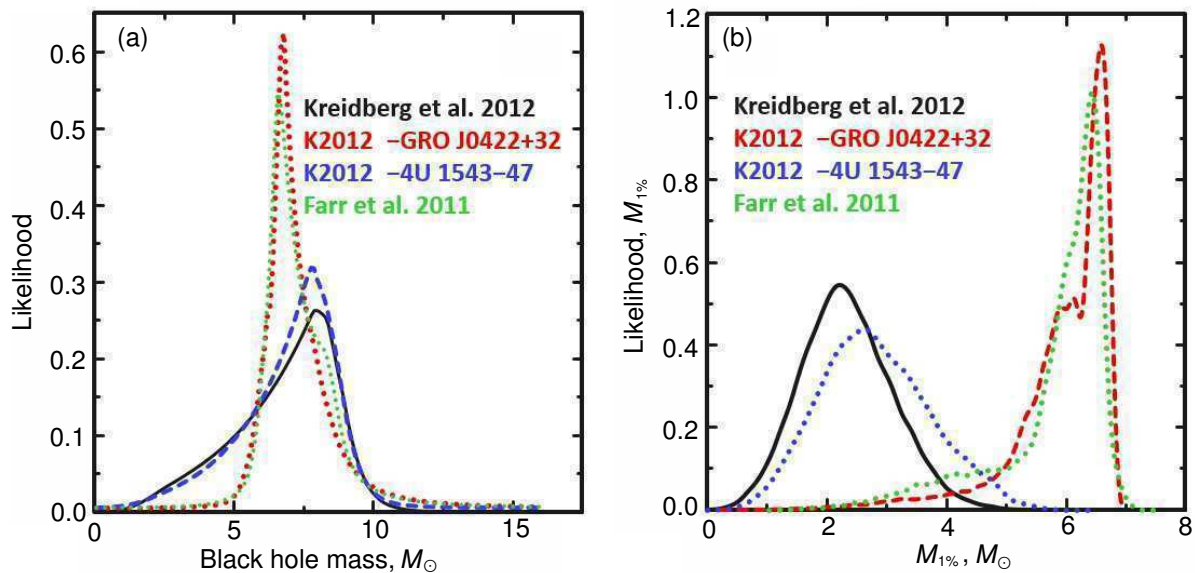


Рис. 2. (а) — вероятностное правдоподобие массы в различных версиях распределений ЧД, рассчитанное по степенной модели (Kreidberg et al. 2012); черная кривая — с использованием параметров 16 двойных систем с ЧД; красная кривая — параметры 16 двойных систем с ЧД из работы Kreidberg et al. (2012), за исключением GRO J0422+32; синяя кривая — параметры системы за исключением 4U 1543–47; зеленая кривая — степенной анализ с использованием параметров 16 двойных систем с ЧД из работы Farr et al. (2011); (б) — распределение вероятности 1% квантиля массы, $M_{1\%}$, в степенной модели, получаемой из анализа с параметрами систем (черная кривая); красная кривая — параметры за исключением GRO J0422+32; синяя кривая — параметры за исключением 4U 1543–47; и зеленая кривая — параметры из работы Farr et al. (2011); минимальные массы ЧД проходят через пробел ($M_{1\%} \lesssim 4 M_{\odot}$); минимальная масса ЧД эквивалентна анализу Farr et al. (2011) с исключением GRO J0422+32.

массы в рентгеновских двойных системах. В этом анализе была рассмотрена выборка из 15 мало-массивных систем с заполнением полости Роша и выборка из 20 систем, содержащих 15 мало-массивных систем и 5 массивных рентгеновских двойных систем, питаемых ветром. Для выборки апостериорных распределений параметров, полученных из данных для пяти параметрических и пяти непараметрических моделей распределения массы использовались расчеты методом Монте-Карло с Марковскими цепями. Это исследование предоставило доказательства «пробела» между наиболее массивными НЗ и наименее массивными ЧД. Самая предпочтительная степенная модель для систем с малой массой дает распределение массы ЧД, 1% квантили которой лежит выше $4.3 M_{\odot}$ с достоверностью 90%. Однако для объединенной выборки систем наиболее благоприятная экспоненциальная модель, дает массовое распределение ЧД, 1%-й квантиль которого лежит выше $4.5 M_{\odot}$ с достоверностью 90%. На основании результатов Farr et al. (2011) был сделан вывод, что массы ЧД свидетельствуют о «пробеле» между максимальной массой НЗ и нижней границей масс ЧД (Farr et al. 2011). Установлено, что как для мало-массивной, так и для комбинированной популяции

необходимо наличие разрыва между 3 и $4-4.5 M_{\odot}$ (Bailyn et al. 1998, Farr et al. 2011, Özel et al. 2010).

Две возможные причины существования такого разрыва были предложены Fryer et al. (2002), который указал на ступенчатую зависимость энергии сверхновой от массы прародителя или смещение селекции. Коллапс ядра массивных звезд может быть связан с зависимостью энергии сверхновой от массы прародителя. Смещения селекции могут возникать, так как рентгеновские двойные системы с малой массой ЧД с большей вероятностью постоянно переполняют полость Роша, что препятствует динамическим измерениям массы. Был сделан вывод, что наличие отклонения не является веским доказательством при рассмотрении «пробела в массах» (Özel et al. 2010). Однако утверждалось, что наблюдаемых стабильных рентгеновских источников, как известно, не являющихся НЗ, недостаточно для заселения области $M_{m-gap} = 2-5 M_{\odot}$ при любом распределении масс ЧД, которое увеличивается в сторону малых масс. Было высказано предположение, что проблему «пробела в массах» можно решить с помощью моделей популяционно-го синтеза, включающих бинарную эволюцию и переходное поведение (Fragos et al. 2008; 2009). Формы распределения масс НЗ и ЧД заметно различаются (рис. 1а). То же самое верно и для распреде-

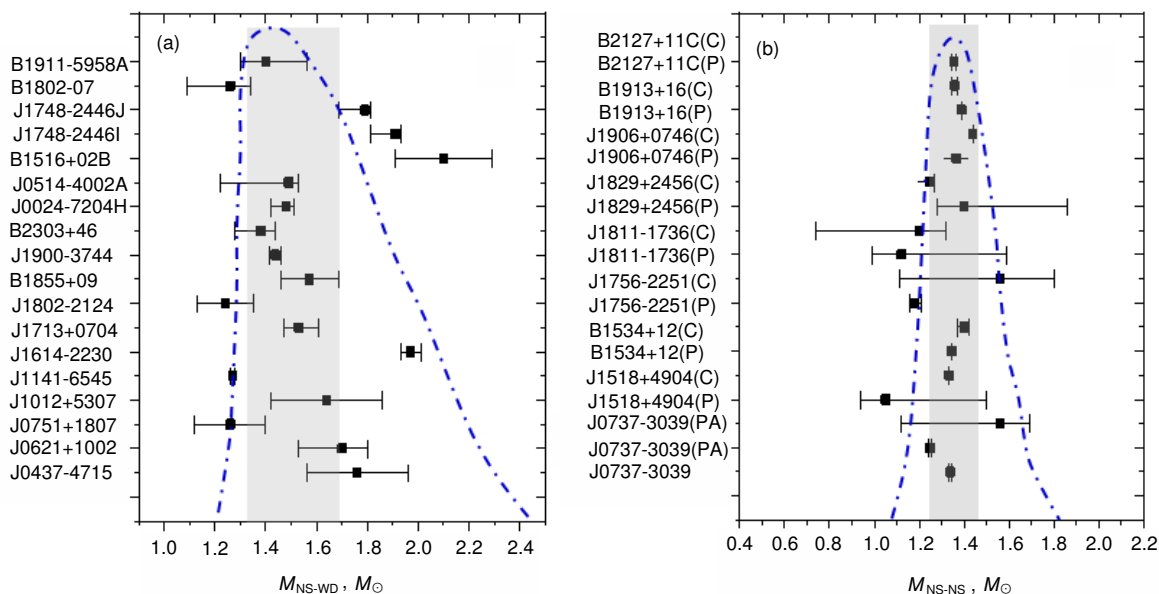


Рис. 3. (a) — измеренные значения массы радиопульсаров двойных системах НЗ–БК, и (b) НЗ–НЗ; вертикальная полоса областей — пиковые значения основной распределения масс для двойных систем НЗ–БК ($M_{NS-WD} = 1.55 M_{\odot}$) и двойных НЗ ($M_{NS} = 1.33 M_{\odot}$); распределение масс для НЗ–БК шире, а для двойных НЗ–НЗ — уже (Kiziltan et al. 2013); серая полоса на этих рисунках представляет 80–90% распределения масс.

ления масс с участием двойных систем НЗ–НЗ и НЗ–БК (Kiziltan et al. 2013). Анализ, предложенный в работе Kiziltan et al. (2013), показал согласованные соответствующие пики на $M_{NS} = 1.33 M_{\odot}$ и $1.55 M_{\odot}$ для нейтронных звезд в двойных системах НЗ–НЗ и НЗ–БК, что свидетельствует о значительной аккреции массы $\Delta M_{acc} \approx 0.22 M_{\odot}$ во время фазы ускоренного вращения. Ширина распределения масс, полученная по двойным системам НЗ, указывает на узкую начальную функцию масс, в то время как предполагаемый диапазон масс намного шире для НЗ, прошедших рециркуляцию. Массы НЗ в двойных системах НЗ–БК продемонстрировали перекося с тяжелым хвостом на высококомассивном конце (рис. 3а) и экспоненциальную тенденцию в распределении меньших масс. Однако двойные системы НЗ–НЗ предполагают узкое, почти гауссовское симметричное распределение масс (рис. 3б).

В популяциях двойных объектов не наблюдается сильного предела усечения на обоих концах. Отсечка массы примерно на $2.1 M_{\odot}$ для НЗ с спутниками БК установила нижнюю границу максимальной массы НЗ. Это исключает большинство моделей со странными кварками и мягкими УС как жизнеспособных конфигураций для вещества НЗ. Отсутствие усечения, близкого к отсечке максимальной массы, наряду с асимметричным характером предполагаемого распределения масс, заставляет предположить, что предел $2.1 M_{\odot}$ устанавливается эволюционными ограничениями,

а не ядерной физикой или ОТО, и возможно существование редких сверхмассивных НЗ, которые могут заполнить «пробел в массах». Это имеет важные последствия, связанные со стохастической природой эволюционных процессов. Длительная гравитационно устойчивая аккреция, естественно, приводит к более широкому распределению НЗ в двойных системах НЗ–БК (рис. 3а). Это, наряду с отсутствием сильного усечения, указывает, в частности, на то, что высококомассивный конец распределения масс НЗ определяется эволюционными ограничениями. В результате это исключает возможность того, что верхний предел массы определяется уравниванием состояния или ОТО для НЗ с массой $M_{NS} \lesssim 2.1 M_{\odot}$. Следовательно, верхний предел массы $M_{NS} = 2.1 M_{\odot}$, определяемый нейтронной звездой в двойной системе НЗ–БК, следует рассматривать как минимальный надежный предел максимальной массы НЗ, а не абсолютный верхний предел массы НЗ. «Тяжелый» хвост распределения масс НЗ в двойных системах НЗ–БК (рис. 3а) указывает на возможность того, что по крайней мере некоторые из этих пульсаров образуются в виде массивных НЗ. Как следствие, эти результаты ведут к предсказанию верхнего предела массы НЗ, что может помочь определить «пробел» в нижней части спектра масс, как обсуждалось в (Bailyn et al. 1998, Farr et al. 2011, Özel et al. 2010). Распределение масс в двойных системах НЗ–НЗ и НЗ–БК также может указывать на правильную форму распределения масс, предложенную в рабо-

те Özel et al. (2012) (рис. 1), и проблему «пробела» в распределении масс, которую можно обсуждать в контексте слияния двойных НЗ.

Наблюдалось, что слияние двойных НЗ преимущественно приводит к образованию остатков ЧД с массой $M_{\text{ВН}} \sim 3\text{--}4 M_{\odot}$, заполняя, таким образом, нижнюю часть «пробела» между НЗ и ЧД звездной массы (Gupta et al. 2020). Если маломассивные ЧД находятся в плотной астрофизической среде, разделение по массе может привести к слиянию компактных двойных систем «второго поколения» за Хаббловское время. Астрофизические соображения предполагают возможное существование «пробела в массах» между самыми тяжелыми НЗ и легчайшими ЧД звездного происхождения (Bailyn et al. 1998, Özel et al. 2010). Пробел может быть связан с эффектом селекции (Farr et al. 2011), поэтому важно проверить, существуют ли в природе ЧД, заселяющие этот «пробел». В этом отношении наблюдения гравитационных волн (ГВ) представляют эффекты ортогональной селекции по сравнению с электромагнитными замерами, что дает многообещающую возможность решить эту проблему. Используя увеличивающееся количество замеров ГВ, становится легче определить, заполнен ли «пробел в массах», и, следовательно, установить ограничения на астрофизические механизмы, с помощью которых этот «пробел» заполняется (Littenberg et al. 2015, Mandel et al. 2015).

Понимание существования компактных объектов в «пробеле» имеет важные астрофизические последствия. Сообщалось, что коллапс звезды может вызвать появление ЧД с массами $M_{\text{ВН}} \lesssim 5 M_{\odot}$ только в том случае, если взрывы вызваны нестабильностями, которые разворачиваются на шкале времени больше примерно 200 ms (Belczynski et al. 2012). В спектре масс можно найти предсказанный пробел, если эти нестабильности развиваются на более короткой временной шкале. Есть несколько аргументов, указывающих на то, что первый мерджер двойных нейтронных звезд GW 170817 должен был произвести гипермассивную НЗ (Abbott et al. 2020b, Margalit and Metzger 2017), которая в конечном итоге схлопнулась до ЧД в нижней части «пробела в массах». Полная масса двойной системы GW 190425 значительно больше массы галактических двойных звезд с двумя НЗ. Исходя из этого, нельзя исключить, что в черных дырах существует одна или две двойных компоненты (Abbott et al. 2020b, Margalit and Metzger 2017). Эти два наблюдаемых события говорят о том, что отношение остатков слияния НЗ–НЗ к нейтронным звездам в галактике, эквивалентной Млечному Пути, должно составлять $\kappa \sim 0.01$. Это подразумевает существование популяции маломассивных ЧД в сливающихся компактных двойных системах,

которые можно исследовать с помощью детекторов ГВ третьего поколения. Интересна и обратная задача, в которой измерение относительного количества слияний НЗ и слияния ЧД в нижней части «пробела в массах» позволяет сделать вывод о типичном количестве слияний НЗ, происходящих в галактике в течение ее космического времени жизни. В этой модели предполагается, что все остатки слияния остаются внутри скопления и остаются доступными для формирования 2g-объектов. Импульсы как образования, так и слияния могут уменьшить имеющееся количество маломассивных ЧД в скоплениях. События GW 151226 и GW 170608 (Abbott et al. 2019) намекают на существование некоторых ЧД в нижней части «пробела в массах» $M_{\text{m-gap}} = 2\text{--}5 M_{\odot}$.

ЧД также могут иметь популяцию с выделенным значением массы, и пик в распределении масс этих релятивистских объектов близок к $M_{\text{ВН}} \sim 6.7 M_{\odot}$ для маломассивных ЧД (Özel et al. 2010) Это считается наименьшей гравитационной массой для образования кандидата в ЧД. Различные массы и пики ЧД в распределении скорее отражают эффекты селекции, связанные с эволюцией ТДС, в которых такие объекты наблюдаются. Это указывает на возможность распределения масс НЗ и ЧД в компактных двойных системах (рис. 1a). Проблему массы НЗ и ЧД и «пробела в массах» можно исследовать в контексте связи между сверхновыми и гамма-всплесками (GRB). К ее решению можно также подойти с помощью механизма взрыва CCSN. В частности, поляризованное излучение длинных гамма-всплесков, чернотельный спектр и другие наблюдательные свойства можно объяснить свойствами коллапсаров (Sokolov 2015). Распределение масс компактных остатков и «пробел» в распределении двойных систем были тщательно изучены, и это подчеркнуто выше. Однако было обнаружено, что существует множество различных и противоречивых результатов наблюдений и моделей, и поэтому проблема все еще открыта для исследований.

В решении ОТО распределение масс компактных объектов, таких как НЗ и ЧД в ТДС, рассматривается как континуум. Однако Özel et al. (2012) обнаружили в распределении масс значительный разрыв между ЧД и НЗ (рис. 1a). Раннее свидетельство значительного «пробела в массах» около $3 M_{\odot}$ между НЗ и ЧД наблюдалось авторами работ Bailyn et al. (1998) и Kalogera and Baum (1996). Массы компактных объектов в рентгеновских двойных системах с маломассивной оптической звездой-компаньоном были перечислены в работах Özel et al. (2010) и Kreidberg et al. (2012). Параметры этих двойных систем имеют

наименьшие погрешности измерения, и в распределении масс заметно разделение между НЗ и ЧД. В этих двойных компактных объектах массы кандидатов в ЧД сконцентрированы вокруг максимального по высоте пика, расположенного на $M_c = 6.32 M_\odot$ (рис. 1а), предложенного в работе Özel et al. (2010). Эта масса отсечки в экспоненциальном распределении значительно превышает теоретическое значение, что указывает на значительный «пробел» между массами НЗ и ЧД. Экспоненциальный масштаб массы $M_{\text{scale}} = 1.61 M_\odot$ в распределении масс значительно меньше ожидаемого теоретического значения, что указывает на умеренно узкое распределение масс ЧД. Форма распределения масс ЧД на высокомассивном конце является искусственной, потому что она связана с высокомассивными крыльями отдельных ЧД.

Вероятность распределения масс ЧД рассчитывается с использованием модели степенного закона, предложенной в работе Kreidberg et al. (2012), а результаты показаны на рис. 2. Однако наши результаты в основном согласуются с теми следствиями, которые были получены в статье Özel et al. (2010), где показан пик в спектре масс на $M = 8 \pm 1.0 M_\odot$. В этой работе Özel et al. (2010) было рассмотрено 16 маломассивных рентгеновских двойных объектов, содержащих ЧД. Параметризованное распределение плотности вероятности для 16 ЧД в маломассивных рентгеновских двойных системах было получено с учетом экспоненциальной функции. Результаты показали резкий перелом в области малых масс и резкий спад в сторону больших масс компактных объектов. Резкое уменьшение массы ЧД не согласуется с теоретическими предсказаниями, а также непонятен значительный пробел между НЗ и ЧД (Özel et al. 2010). обстоятельное освещение проблемы «пробела в массах» и распределения масс подробно представлено в предыдущих разделах. Компактные объекты с максимальной гравитационной массой на $M_{\text{peak}} = 6.7 M_\odot$ (Özel et al. 2010), показанные на рис. 1а, являются физически нерешенной проблемой. Однако в контексте ОТО такой компактный объект хорошо описывается как кандидат в ЧД (Yagi and Stein 2016). Расчет вероятностных распределений компактных гравитационных объектов был протестирован четырьмя разными группами (Farr et al. 2011, Kreidberg et al. 2012, Özel et al. 2010; 2012, Petrov et al. 2014), и было подтверждено, что пика в распределениях масс для кандидата в ЧД не существует.

В работе Kreidberg et al. (2012) сообщается, что существование ЧД в «пробеле» невозможно. В распределении масс авторы попытались сдвинуть все 16 маломассивных рентгеновских двойных только одной системой 4U 1543–47 в область НЗ

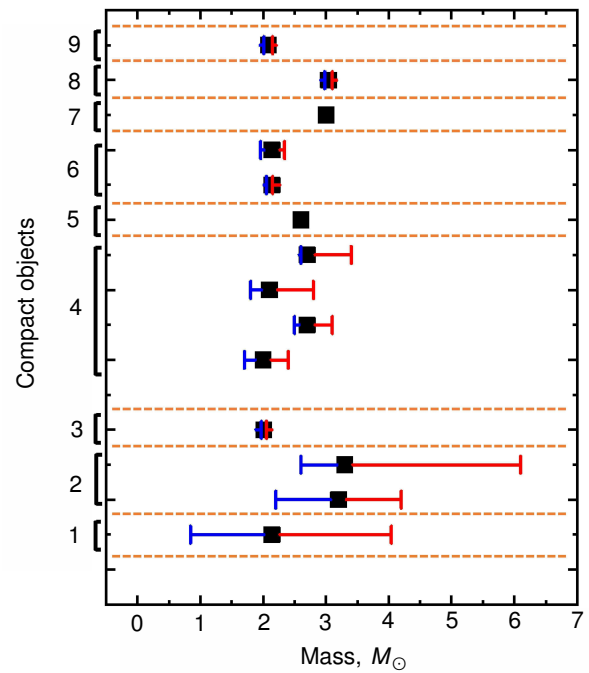


Рис. 4. Компактные звездные массы, заполняющие «пробел»: 1 — события микролинзирования OGLE3-ULENS (PAR-03) (Wyrzykowski and Mandel 2020); 2 — J05215658 (Thompson et al. 2019); 3 — J0348+0432 (Antoniadis et al. 2013); 4 — GW 190814 (Galadage et al. 2021); 5 — GW 190814 (Fattoyev et al. 2020); 6 — J0740+6620 (достоверность 68.4%) (Cromartie et al. 2020); 6 — J0740+6620 (достоверность 95.4%) (Cromartie et al. 2020); 7 — 4U 1545-47 (Orosz et al. 1998); 8 — V723 Mon (Jayasinghe et al. 2021); 9 — J0740+6620 (Fonseca et al. 2021).

с массой не более $M_{\text{NS}} \approx 2.1 M_\odot$ (Özel et al. 2012). Kreidberg et al. (2012) наблюдали верхний предел «пробела» $M_{\text{m-gap}} = 2-5 M_\odot$ в распределении, а наиболее достоверное значение для наименьшей массы ЧД находится выше $M_{\text{BH}} > 6 M_\odot$ с пиком приблизительно на $2.1 M_\odot$ для 16–1 рентгеновских двойных систем.

Полезно, основываясь на имеющихся данных, представить статистическое распределение масс некоторых важных и заслуживающих доверия компактных объектов, попадающих в область «пробела» (рис. 4).

Стоит отметить, что диапазон «пробела» между самыми высокими массами НЗ и самыми низкими массами ЧД непостоянен, и это обобщено в таблице 1. Разные группы рассматривали эту область с разными значениями массы. Статистическая сводка показывает, что $M_{\text{m-gap}} = 2-5 M_\odot$ считается наиболее надежным значением «пробела».

На рис. 4 ошибки, представленные синей и красной линиями, указывают нижний и верхний

Таблица 1. Сводка различных значений области «m-промежутка» между самыми высокими массами НС и самыми низкими массами ЧД, рассматриваемыми разными группами

	Mass gap range	References
1	2–5 M_{\odot}	Özel et al. (2010), Özel et al. (2012), Belczynski et al. (2012), Kreidberg et al. (2012), Abbott et al. (2019), Abbott et al. (2020c), Yang et al. (2020), Abbott et al. (2021b), Burrows and Vartanyan (2021), Zevin et al. (2020)
2	2–6 M_{\odot}	Heida et al. (2017)
3	3–5 M_{\odot}	Gelino and Harrison (2003)

возможные пределы массы для компактных объектов соответственно по отношению к пиковому значению массы. Статистический анализ показал максимальное количество компактных объектов, попадающих в область масс 2.1–2.7 M_{\odot} , которые обычно считались сверхмассивными НЗ. Однако с большей достоверностью немногие из компактных объектов, достигающих этого предела, считаются ЧД с меньшей массой. К сожалению, уравнения состояния и микроскопические свойства этих объектов изучены недостаточно.

4. ГРАВИДИНАМИКА ПЛОТНЫХ КОЛЛАПСАРОВ

В гравитинамике могут возникнуть новые свойства компактных гравитирующих коллапсаров звездной массы, если плотности энергии гравитационного поля становятся близкими или превышающими значение ядерной плотности $\rho_{\text{nucl}} = 2.8 \times 10^{14} \text{ g cm}^{-3}$. Если плотность вещества намного выше, чем ρ_{nucl} , то в фундаментальном взаимодействии между частицами преобладает гравитационное поле. Фазовый переход вещества в кварк-глюонную плазму при образовании плотных объектов может быть напрямую связан с таким динамическим описанием гравитации. Сильное поле коллапсаров, которые являются аналогом ЧД в ОТО, исследуется в такой совершенно неметрической динамической модели теории гравитационного взаимодействия. В случае предельно сильного поля коллапсара в гравитинамике область, заполненная веществом («мешок»), должна иметь радиус, равный $r^* = GM_{0c}^2 \lesssim 10 \text{ км}$ при полной массе коллапсара $M_Q \lesssim 7 M_{\odot}$ (Sokolov 1992; 2019). Сильное статическое поле коллапсара в гравитинамике дает точную оценку массы, 6.7 M_{\odot} (Sokolov 2019, Sokolov and Zharykov 1993), описывающую кварк-глюонную плазму в «мешке». Цветовая сила в квантовой хромодинамике (КХД) описывает самосвязанное состояние кварк-глюонной плазмы. «Макроскопическая» константа цветовых сил состоит из трех констант электромагнитного взаимодействия ($\alpha_{\text{QED}} \approx 0.0073$) на расстоянии $r \sim 1 \text{ fm}$ от центра такого «мешка» радиусом

не более 10 км. В таком состоянии плотность приближается к значению порядка $\rho = \text{g cm}^{-3}$, а полная энергия (масса) в ограниченной небольшой сфере с $r = 1 \text{ fm}$ равна $7 \times 10^{14} \text{ g cm}^{-3}$. Полная масса $M_Q \approx 6.7 M_{\odot}$ была рассчитана на основе метрической и динамической теорий гравитации для чрезвычайно компактного объекта в гравитинамике (Sokolov 2019, Sokolov and Zharykov 1993) с использованием выражения $M_Q = 6.64 M_{\odot}$, где поверхность состоит из странной самосвязанной материи «мешка» радиусом не более 10 км. Результаты в распределении масс выделены вертикальной красной линией на $M_Q \approx 6.7 M_{\odot}$ (рис. 1а). Это выделенное значение массы 6.7 M_{\odot} было получено когда-то с учетом конкретного значения константы «мешка» $B = 79.925 \text{ MeV fm}^{-3}$ для модели «мешка» из кварк-глюонной плазмы в КХД. Было рассмотрено предельное уравнение состояния $P_Q = 1/3(\epsilon - 4B)$ для кварковых конфигураций, где ϵ — полная плотность энергии внутри массивного кварк-глюонного «мешка» радиусом примерно равно 10 км. Такая концепция обсуждалась Witten (1984) и пересматривалась Sokolov and Zharykov (1993). Ограничение $2.3\rho_{\text{nucl}} \gtrsim \rho_{\text{QGP}}(P_Q = 0) \gtrsim 1.7\rho_{\text{nucl}}$ фиксирует массу и радиус холодной кварковой звезды в гравитинамике в пределах $6.21 M_{\odot} \lesssim M_Q \lesssim 7.25 M_{\odot}$ и $9.16 \text{ км} \lesssim RGQP \lesssim 10.69 \text{ км}$ соответственно. Наименьшее значение полной массы и радиуса мешка из кварк-глюонной плазмы (КГП) следует из условия, что при плотности $\epsilon(r) = (4B/c^2)R_{\text{QGP}}^2 r^{-2}$ полная плотность энергии на поверхности мешка равна $\epsilon/c^2 \approx 2.3\rho_{\text{nucl}}$. Поверхность состоит из странного самосвязанного (т. е. стабильного при $P_Q = 0$) вещества. Следовательно, по мере увеличения ϵ к центру мешка все другие виды кварков размораживаются. Тогда в гравитинамике рассматривается холодная кварковая звезда со странной поверхностью, если плотность на поверхности не превышает примерно $2.3\rho_{\text{nucl}}$.

Модель гравитинамики основана на концепции гравитационного взаимодействия поля вещества, которое определяется энергией. Гравитирующая

масса компактного объекта описывается энергией гравитационного поля. Это понятие похоже на электромагнитную массу электрона и электрон-электронное взаимодействие, определяемое электродинамикой. Сила в основном задается только тензорной частью гравитационного поля в режиме релятивистски слабого поля, когда $r \gg r^* GM_Q^2/c^2$ (Sokolov 2019, Sokolov and Zharykov 1993). Однако если плотность энергии самого поля приближается к ядерной плотности ρ_{nuc} (для $r \approx r^*$) плотного компактного объекта с сильным гравитационным полем, возрастает роль скалярной составляющей поля, которая характеризуется как отталкивание. При таких особых условиях физические свойства полной массы M_Q такого предельно плотного компактного объекта в гравитационной динамике рассматриваются как кварковая звезда. Половина кварковой звезды состоит из энергии поля скалярно-тензорных компонент вокруг «мешка» с радиусом r^* . Это подсказывает основное наблюдательное следствие, подтверждающее объединение гравитационной динамики и КХД о существовании выделенной массы коллапсара со значением $M_Q \approx 6.7 M_\odot$.

В достаточно слабых полях (при $r \gg r^*$) релятивистские эффекты в гравитационной динамике и ОТО действуют похожим образом. ОТО описывает гравитацию как тензорное поле с безмассовой частицей гравитона со спином 2 в плоском пространстве-времени. В такой теории все частицы, несущие энергию, взаимодействуют с гравитоном. В квантовой теории поля потенциал обычно определяется тем фактом, что две частицы обмениваются гравитонами. Однако в сильном гравитационном потенциале последовательное динамическое описание поля (гравитационная динамика) может дать отличающийся результат. Это возможно только тогда, когда размер плотного компактного объекта станет близким к GM/c^2 . Это возможно состояние поля, когда плотность энергии самого поля становится сравнимой с плотностью энергии вещества. В гравитационной динамике, тем не менее, наблюдательные свойства и стабильная кварковая звезда с сильным (для $r \sim r^*$) полем определяются скалярной составляющей поля «гравитонов» со спином 0.

Прямые наблюдательные следствия такого последовательного динамического описания гравитации с двумя компонентами поля спина 0 и 2 требуют подтверждения. Это предлагает убедительное объяснение возможности второго пика, о котором сообщают Özel et al. (2012) в распределении масс компактных звездных объектов (рис. 1а). В гравитационной динамике точно учитывается вклад скалярного излучения гравитационной энергии. Получение экспериментального доказательства этого эффекта было предпринято Sokolov (1992) при рассмотрении источника PSR 1913+16. Также наблюдалось

отличие от ОТО вековых изменений периода dP/dt в двойных системах. В частности, наблюдаемое в работе Weisberg et al. (2010) dP/dt выше, и это говорит о неучтенном вкладе, который следует принять во внимание.

Связь CCSN и GRB необходима для понимания существующего «пробела в массах» $M_{\text{m-gap}} = 2-5 M_\odot$. Конкретный механизм взрыва CCSN имеет решающее значение для понимания «пробела» в функции распределения масс. При критически высоком гравитационном потенциале часть звездного вещества не получает достаточно энергии, чтобы покинуть гравитационную потенциальную яму новообразованной НЗ, и она падает обратно на ядро. Это обратное падение, которое также может быть связано с длинными GRB. После образования черной дыры гравитационная потенциальная яма становится бесконечно глубокой. В этом случае конечной энергии было бы недостаточно, чтобы покинуть вещество, состоящее из элементарных частиц, из-за бесконечно глубокого гравитационного потенциала, и это условие запрещает взрыв CCSN.

В работе Janke (2012) предложена модель коллапса ядра массивных звездных прародителей через отскок ядра, в которой ответственным кандидатом управляет механизм переноса нейтрино. В этой модели сначала формируется НЗ, а затем «обратное падение» приводит к образованию ЧД, порождая длинный гамма-всплеск и излучение нейтрино. Расчеты показали, что такой «пробел в массах» действительно может накладывать ограничения на физический механизм взрыва CCSN. Массы наблюдаемых оптических компаньонов находятся в основном в диапазоне масс $0.1-1 M_\odot$, но с максимумом на $0.6 M_\odot$. В таких условиях ни одна из существующих общепринятых моделей оболочки не учитывает формирование наблюдаемой популяции галактических транзиентов ЧД с массами, указанными в работе Özel et al. (2012) (рис. 1). Все-таки трудно объяснить малые массы оптического компаньона ($M_{\text{opt}} = 0.6 M_\odot$). Belczynski et al. (2012) показали, что звезды с массой выше $M > 2 M_\odot$ являются наиболее вероятными компаньонами галактических ЧД. Однако эта модель показала, что наиболее вероятными спутниками ЧД являются звезды с массой $M = 1 M_\odot$.

В спектре масс НЗ и ЧД характерное отсутствие компактных объектов существует в диапазоне масс $M_{\text{m-gap}} = 2-5 M_\odot$. Это близко к интервалу между максимальной массой НЗ и минимальной массой кандидатов в ЧД. В этом случае интервал между двумя пиками в спектре масс близок к $1.4-6.7 M_\odot$. Это говорит о том, что «пробел в массах» действительно начинается с резкого убывания массы компактных объектов как со стороны НЗ

($M_{\text{NS}} = 1.4 M_{\odot}$), так и со стороны кандидатов в ЧД ($M_{\text{BH}} = 6.7 M_{\odot}$), что показано на рис. 1а. Модель, предложенная в работе *Belczynski et al. (2012)*, описала существование наименьшей массы ЧД выше $M_{\text{BH}} > 5 M_{\odot}$ в соответствии с тем фактом, что максимальная масса НЗ меньше $M_{\text{NS}} < 2 M_{\odot}$. В модели предлагались массы ЧД в диапазоне $M_{\text{BH}} = 5\text{--}15 M_{\odot}$. Этот диапазон подтверждает существование «пробела в массах», что согласуется с массами ЧД в галактических двойных системах (*Belczynski et al. 2012*). Эта модель дополнительно описывает, что ЧД могут существовать в этом «пробеле» из-за взрыва CCSN. Эта модель действительно поддерживает существование ЧД с массой около $M_{\text{NS}} \approx 3 M_{\odot}$. Однако этот результат не согласуется с наблюдениями, поскольку он не соответствует утверждению модели о том, что массы ЧД будут смещены в очень узкий диапазон с максимумом на $M_{\text{BH}} \approx 3 M_{\odot}$. Этот результат также противоречит модели, предложенной в работе *Özel et al. (2012)* (рис. 1), в которой масса ЧД оказывается больше $M_{\text{BH}} \approx 5 M_{\odot}$. Также важно учитывать, что предельная масса наблюдаемых НЗ составляет до $M_{\text{NS}} \approx 2 M_{\odot}$, с ограниченным УС, $P = \epsilon$ (*Shapiro and Teukolsky 1983*). Таким образом, предсказание, основанное на теории сильного взаимодействия, не смогло описать НЗ и ЧД с массой $3.2 M_{\odot}$.

5. ОБСУЖДЕНИЕ

Korylov and Sokolov (1984) и *Sokolov (2019)* изучили оптическую звезду-сверхгигант HDE 226868 Cygnus X-1 с релятивистским спутником и определили его массу. Оказалось, что при полной массе $M_{\text{opt}} = 19.5 M_{\odot}$ масса кандидата в ЧД должна быть $M_{\text{BH}} \gtrsim 6.5 M_{\odot}$. Этот нижний предел массы $M_{\text{X}} = 6.5 M_{\odot}$ (*Sokolov 1987*) релятивистского объекта в Cygnus X-1 близок к нижней отсечке массы (M_c) на $M_c = 6.32 M_{\odot}$ в экспоненциальном распределении масс с максимальным значением $M_{\text{peak}} = 6.7 M_{\odot}$ (*Özel et al. 2010*). Свойства этого релятивистского компактного объекта рассматриваются как ЧД, сингулярность и горизонт событий. Возможно, что плотный компактный объект с массой $M \approx 2\text{--}5 M_{\odot}$ будет обладать некоторыми необычными свойствами, такими как размер, поверхность и УС. Отсутствие пульсара у объектов массой $M = 6.7 M_{\odot}$ в распределении масс не подтверждает, что у этого объекта нет поверхности. Это указывает на то, что такие объекты не пульсируют. Изучение поверхности такого объекта и проверка предсказаний ОТО в режиме сильного поля являются обязательными для подтверждения свойств этого объекта (*Maselli et al. 2015, Psaltis 2008*).

Физические свойства коллапсаров можно объяснить анизотропией излучения гамма-всплесков и чернотельными спектрами гамма-всплесков. Линейно поляризованное излучение гамма-всплесков в принципе можно объяснить прямым появлением сильного магнитного поля коллапсара в результате взрыва CCSN (*Burrows and Vartanyan 2021*). Это может быть связано с переносом излучения в среде с сильным магнитным полем величиной около $10^{12}\text{--}10^{16}$ Гс с поверхности компактного объекта (*Maо and Wang 2013*). Более того, циклотронную энергию $E_{\text{cyc}} = 21.7_{-1.6}^{+1.9}$ кэВ с гравитационным красным смещением $z_{\text{grav}} = 0.318$ для GRB 011211 можно объяснить прямым проявлением поверхностного магнитного поля порядка 10^{12} Гс в фотонном гамма-спектре гамма-всплеска с красным смещением $z_{\text{GRB}} = 2.140$ (*Frontera et al. 2004*).

Проблема массивных НЗ также активно освещается и обсуждается в предыдущих разделах. Однако уравнения состояния массивной звезды не являются детерминированными, и состав ядра такого объекта неизвестен. Предполагается, что вещество ядра НЗ находится в сверхплотном состоянии (*Weber et al. 2014*). В этой области становится возможным существование деконфайнмента кварков и стабильного странного кваркового вещества. Допустимая максимальная масса нейтронных звезд также не совсем понятна с точки зрения наблюдений. Описание уравнений состояния усложняется для этих объектов, показавших первый пик в распределении масс (*Özel et al. 2012*). Такое усложнение дополнительно указывает на маловероятное существование НЗ в распределении масс (*Weber et al. 2014*). Таким образом, пик на $1.48 M_{\odot}$ в спектре масс также является предметом интенсивных дискуссий и исследований. Массы НЗ около $2 M_{\odot}$ в этом распределении масс допустимы. Однако такие компактные объекты тяжелы, чтобы рассматривать их как НЗ (*Lattimer 2012*). Это дополнительно указывает на то, что такие компактные объекты не являются ни НЗ, ни ЧД. Мы предлагаем в ближайшем будущем связать измерение взрыва CCSN и гамма-всплесков, чтобы подтвердить свойства таких экзотических компактных объектов, пик которых в распределении масс находится на 1.48 и $6.7 M_{\odot}$.

6. ВЫВОДЫ

Проанализировано распределение гравитационной массы нейтронных звезд и черных дыр (коллапсаров) с образованием «пробела» $M_{\text{m-gap}} = 2\text{--}5 M_{\odot}$ между этими компактными объектами. В этом распределении максимально правдоподобное значение масс нейтронных звезд и черных дыр составляет $M_{\text{NS}} = 1.4 M_{\odot}$ и

$M_{\text{ВН}} = 6.7 M_{\odot}$ соответственно. Однако недавние результаты наблюдений показали заполнение «пробела в массах». Для решения проблемы пика масс на $6.7 M_{\odot}$ и проблемы «пробела» в распределении масс была предложена концепция гравитинамики. Эта концепция основана на неметрической скалярно-тензорной модели гравитационного взаимодействия с учетом локализуемой энергии поля. Модель гравитинамики показала, что компактный релятивистский объект с $M = 6.7 M_{\odot}$ состоит из вещества кварк-глюонной плазмы радиусом $r^* = GM_{\text{Q}}/c^2 \approx 10$ км. Было высказано предположение, что полная измеримая гравитационная масса такого плотного компактного объекта включает как вещество, так и поле, представляющее собой комбинацию скалярно-тензорных компонентов, а также, что поляризованное излучение длинных гамма-всплесков и их отклик в виде чернотельной компоненты в спектрах можно объяснить физическими свойствами коллапсаров.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена в рамках государственного задания САО РАН, утвержденного Министерством науки и высшего образования Российской Федерации. Авторы благодарят Т. Н. Соколову за помощь в подготовке рукописи.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов относительно публикации данной статьи.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. B. P. Abbott, R. Abbott, T. D. Abbott, et al., *Phys. Rev. X* **9** (3), id. 031040 (2019).
2. B. P. Abbott, R. Abbott, T. D. Abbott, et al., *Astrophys. J.* **892** (1), id. L3 (2020a).
3. B. P. Abbott, R. Abbott, T. D. Abbott, et al., *Classical and Quantum Gravity* **37** (4), id. 045006 (2020b).
4. R. Abbott, T. D. Abbott, S. Abraham, et al., *Astrophys. J.* **896** (2), id. L44 (2020c).
5. R. Abbott, T. D. Abbott, S. Abraham, et al., *Astrophys. J.* **915** (1), id. L5 (2021a).
6. Abbott et al. (LIGO Collab., Virgo Collab., KAGRA Collab.), arXiv e-prints astro-ph:2111.13106 (2021b).
7. J. Alsing, H. O. Silva, and E. Berti, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **478** (1), 1377 (2018).
8. J. Antoniadis, P. C. C. Freire, N. Wex, et al., *Science* **340** (6131), 448 (2013).
9. W. Baade and F. Zwicky, *Proc. Nat. Academy of Science of the United States of America* **20** (5), 259 (1934a).
10. W. Baade and F. Zwicky, *Proce. Nat. Academy of Science of the United States of America* **20** (5), 254 (1934b).
11. W. Baade and F. Zwicky, *Phys. Rev.* **46** (1), 76 (1934c).
12. C. D. Baily, R. K. Jain, P. Coppi, and J. A. Orosz, *Astrophys. J.* **499** (1), 367 (1998).
13. O. Barziv, L. Kaper, M. H. Van Kerkwijk, et al., *Astron. and Astrophys.* **377**, 925 (2001).
14. G. Baym, *Nuclear Physics A* **590** (1–2), 233 (1995).
15. K. Belczynski, G. Wiktorowicz, C. L. Fryer, et al., *Astrophys. J.* **757** (1), 91 (2012).
16. I. Bombaci, *Astron. and Astrophys.* **305**, 871 (1996).
17. A. Burrows and D. Vartanyan, *Nature* **589** (7840), 29 (2021).
18. C. D. Capano, I. Tews, S. M. Brown, et al., *Nature Astronomy* **4**, 625 (2020).
19. D. J. Champion, S. M. Ransom, P. Lazarus, et al., *Science* **320** (5881), 1309 (2008).
20. S. Chandrasekhar, *Astrophys. J.* **74**, 81 (1931).
21. G. B. Cook, S. L. Shapiro, and S. A. Teukolsky, *Astrophys. J.* **424**, 823 (1994).
22. H. T. Cromartie, E. Fonseca, S. M. Ransom, et al., *Nature Astronomy* **4**, 72 (2020).
23. W. M. Farr, N. Sravan, A. Cantrell, et al., *Astrophys. J.* **741** (2), 103 (2011).
24. F. J. Fattoyev, C. J. Horowitz, J. Piekarewicz, and B. Reed, *Phys. Rev. C* **102** (6), 065805 (2020).
25. L. S. Finn, *Phys. Rev. Lett.* **73** (14), 1878 (1994).
26. E. Fonseca, H. T. Cromartie, T. T. Pennucci, et al., *Astrophys. J.* **915** (1), L12 (2021).
27. T. Fragos, V. Kalogera, K. Belczynski, et al., *Astrophys. J.* **683** (1), 346 (2008).
28. T. Fragos, V. Kalogera, B. Willems, et al., *Astrophys. J.* **702** (2), L143 (2009).
29. T. Fragos and J. E. McClintock, *Astrophys. J.* **800** (1), 17 (2015).
30. P. C. C. Freire, S. M. Ransom, S. Bégin, et al., *Astrophys. J.* **675** (1), 670 (2008a).
31. P. C. C. Freire, A. Wolszczan, M. van den Berg, and J. W. T. Hessels, *Astrophys. J.* **679** (2), 1433 (2008b).
32. F. Frontera, L. Amati, J. J. M. in't Zand, et al., *Astrophys. J.* **616** (2), 1078 (2004).
33. C. L. Fryer, A. Heger, N. Langer, and S. Wellstein, *Astrophys. J.* **578** (1), 335 (2002).
34. C. L. Fryer and V. Kalogera, *Astrophys. J.* **554** (1), 548 (2001).
35. S. Galadage, C. Adamcewicz, X.-J. Zhu, et al., *Astrophys. J.* **909** (2), L19 (2021).
36. D. M. Gelino and T. E. Harrison, *Astrophys. J.* **599** (2), 1254 (2003).
37. B. Giesers, S. Dreizler, T.-O. Husser, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **475** (1), L15 (2018).
38. A. Gupta, D. Gerosa, K. G. Arun, et al., *Phys. Rev. D* **101** (10), id. 103036 (2020).
39. T. Güver, F. Özel, A. Cabrera-Lavers, and P. Wroblewski, *Astrophys. J.* **712** (2), 964 (2010).
40. M. Heida, P. G. Jonker, M. A. P. Torres, and A. Chiavassa, *Astrophys. J.* **846** (2), 132 (2017).
41. H. Heiselberg and V. Pandharipande, *Ann. Rev. Nuclear and Particle Science* **50**, 481 (2000).
42. J. A. Irwin, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **371** (4), 1903 (2006).
43. H.-T. Janka, *Ann. Rev. Nuclear and Particle Science* **62** (1), 407 (2012).

44. T. Jayasinghe, K. Z. Stanek, T. A. Thompson, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **504** (2), 2577 (2021).
45. V. Kalogera and G. Baym, *Astrophys. J.* **470**, L61 (1996).
46. B. Kiziltan, A. Kottas, M. De Yoreo, and S. E. Thorsett, *Astrophys. J.* **778** (1), id. 66 (2013).
47. W. Kluzniak, *Astrophys. J.* **509** (1), L37 (1998).
48. C. S. Kochanek, *Astrophys. J.* **785** (1), id. 28 (2014).
49. I. M. Kopylov and V. V. Sokolov, *Sov. Astron. Lett.* **10**, 315 (1984).
50. L. Kreidberg, C. D. Bailyn, W. M. Farr, and V. Kalogera, *Astrophys. J.* **757** (1), id. 36 (2012).
51. L. D. Landau, *Phys. Zs. Sowjet* **1**, 285 (1932).
52. J. M. Lattimer, *Ann. Rev. Nuclear and Particle Science* **62** (1), 485 (2012).
53. J. M. Lattimer and M. Prakash, *Science* **304** (5670), 536 (2004).
54. J. M. Lattimer and M. Prakash, *Physics Reports* **442** (1–6), 109 (2007).
55. T. B. Littenberg, B. Farr, S. Coughlin, et al., *Astrophys. J.* **807** (2), id. L24 (2015).
56. I. Mandel, C.-J. Haster, M. Dominik, and K. Belczynski, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **450** (1), L85 (2015).
57. J. Mao and J. Wang, *Astrophys. J.* **776** (1), id. 17 (2013).
58. B. Margalit and B. D. Metzger, *Astrophys. J.* **850** (2), id. L19 (2017).
59. A. Maselli, L. Gualtieri, P. Pani, et al., *Astrophys. J.* **801** (2), id. 115 (2015).
60. M. Nauenberg and J. Chapline, *George, Astrophys. J.* **179**, 277 (1973).
61. J. R. Oppenheimer and G. M. Volkoff, *Phys. Rev.* **55** (4), 374 (1939).
62. J. A. Orosz, R. K. Jain, C. D. Bailyn, et al., *Astrophys. J.* **499** (1), 375 (1998).
63. J. A. Orosz, J. E. McClintock, R. A. Remillard, and S. Corbel, *Astrophys. J.* **616** (1), 376 (2004).
64. F. Özel, T. Güver, and D. Psaltis, *Astrophys. J.* **693** (2), 1775 (2009).
65. F. Özel, D. Psaltis, R. Narayan, and J. E. McClintock, *Astrophys. J.* **725** (2), 1918 (2010).
66. F. Özel, D. Psaltis, R. Narayan, and A. Santos Villarreal, *Astrophys. J.* **757** (1), 55 (2012).
67. V. S. Petrov, A. M. Cherepashchuk, and E. A. Antokhina, *Astronomy Reports* **58** (3), 113 (2014).
68. P. Podsiadlowski, J. D. M. Dewi, P. Lesaffre, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **361** (4), 1243 (2005).
69. K. A. Postnov and A. M. Cherepashchuk, *Astronomy Reports* **47** (12), 989 (2003).
70. D. Psaltis, *Living Reviews in Relativity* **11** (1), id. 9 (2008).
71. H. Quaintrell, A. J. Norton, T. D. C. Ash, et al., *Astron. and Astrophys.* **401**, 313 (2003).
72. S. M. Ransom, J. W. T. Hessels, I. H. Stairs, et al., *Science* **307** (5711), 892 (2005).
73. C. E. Rhoades and R. Ruffini, *Phys. Rev. Lett.* **32** (6), 324 (1974).
74. S. L. Shapiro and S. A. Teukolsky, *Black Holes, White Dwarfs, and Neutron Stars: The Physics of Compact Objects* (Wiley, New York, 1983).
75. V. V. Sokolov, *Sov. Astron.* **31**, 419 (1987).
76. V. V. Sokolov, *Astrophys. and Space Sci.* **197** (2), 179 (1992).
77. V. V. Sokolov, *Intern. J. Astron., Astrophys. and Space Science* **2** (6), 51 (2015).
78. V. V. Sokolov, *Gravidynamics and quarks* (URSS, Moscow, 2019), <https://urss.ru/cgi-bin/db.pl?lang=en&blang=ru&page=Book&id=238152>.
79. V. V. Sokolov and S. V. Zharykov, *Astrophys. and Space Sci.* **201** (2), 303 (1993).
80. T. A. Thompson, C. S. Kochanek, K. Z. Stanek, et al., *Science* **366** (6465), 637 (2019).
81. S. E. Thorsett and D. Chakrabarty, *Astrophys. J.* **512** (1), 288 (1999).
82. V. Thorsson, M. Prakash, and J. M. Lattimer, *Nuclear Physics A* **572** (3–4), 693 (1994).
83. F. X. Timmes, S. E. Woosley, and T. A. Weaver, *Astrophys. J.* **457**, 834 (1996).
84. R. C. Tolman, *Phys. Rev.* **55** (4), 364 (1939).
85. M. H. van Kerkwijk, J. van Paradijs, and E. J. Zuiderwijk, *Astron. and Astrophys.* **303**, 497 (1995).
86. F. Weber, G. A. Contrera, M. G. Orsaria, et al., *Modern Physics Letters A* **29** (23), id. 1430022 (2014).
87. J. M. Weisberg, D. J. Nice, and J. H. Taylor, *Astrophys. J.* **722** (2), 1030 (2010).
88. R. B. Wiringa, V. Fiks, and A. Fabrocini, *Phys. Rev. C* **38** (2), 1010 (1988).
89. E. Witten, *Phys. Rev. D* **30** (2), 272 (1984).
90. Ł. Wyrzykowski and I. Mandel, *Astron. and Astrophys.* **636**, id. A20 (2020).
91. K. Yagi and L. C. Stein, *Classical and Quantum Gravity* **33** (5), 054001 (2016).
92. Y. Yang, V. Gayathri, I. Bartos, et al., *Astrophys. J.* **901** (2), id. L34 (2020).
93. M. Zevin, M. Spera, C. P. L. Berry, and V. Kalogera, *Astrophys. J.* **899** (1), id. L1 (2020).

Mass Distribution and “Mass Gap” of Compact Stellar Remnants in Binary Systems

N. Kumar¹ and V. V. Sokolov²

¹ Institute for Physics of Microstructures, Russian Academy of Sciences, Nizhny Novgorod 603087, Russia

² Special Astrophysical Observatory, Russian Academy of Sciences, Nizhny Arkhyz, 369167, Russia

The highest critical mass of neutron stars (NSs) was reviewed in the context of equation of state and observational results. It was predicted that the maximum NS mass (M_{NS}) exists in the range $M_{\text{NS}} \approx 2.2\text{--}2.9 M_{\odot}$. However, recent observations of gravitational waves and other studies had suggested the higher mass limit of NSs, $M_{\text{NS}} \approx 3.2 M_{\odot}$. The NS mass up to the value of $M_{\text{NS}} \approx 2 M_{\odot}$ is well understood, and with such a mass value it was meaningful to discuss the “mass gap” (m-gap) between the NS and black hole (BH) collapsars. The “m-gap” exists in between the highest mass of NS and the lowest mass of BH collapsars ($M_{\text{m-gap}} \approx 2\text{--}5 M_{\odot}$). In the mass distribution, the maximum population of NSs and BHs is located at $M_{\text{NS}} = 1.4 M_{\odot}$ and $M_{\text{BH}} = 6.7 M_{\odot}$, respectively. However, recent observational results predicted filling the “m-gap” by the compact objects. In this paper, the concept of gravodynamics was reported to resolve the problem of peak likelihood value of gravitational mass at $M_{\text{peak}} = 6.7 M_{\odot}$ and the “m-gap” ($M_{\text{m-gap}} \approx 2\text{--}5 M_{\odot}$). This concept was based on a non-metric scalar-tensor model of gravitational interaction with localizable field energy. The gravodynamics model shows the total mass (M_{Q}) of a compact relativistic object filled with matter of quark-gluon plasma of the radius $r^* = GM_{\text{Q}}/c^2 \approx 10$ km, consistent with the “m-gap”. It was conceptualized that the total measurable gravitational mass of such an extremely dense object consists of both matter and field, which is described by scalar-tensor components. This model is also useful for predicting the collapsars within “m-gap”.

Keywords: *black hole physics—gravitational waves—compact objects: black holes—compact objects: neutron stars*