

КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

Открытие гравитационных волн: новый этап в исследованиях чёрных дыр

А.М. Черепашук

С открытием гравитационных волн для учёных открылся новый канал информации, идущей из космоса. Получила наблюдательный базис новая наука: геометродинамика — нелинейная динамика искривлённого пространства-времени. Особенно ценны наблюдения гравитационных волн для выяснения природы чёрных дыр. Наблюдения стадии последнего затухающего звона (ring down) при слиянии чёрных дыр в двойной системе дают принципиальную возможность доказательства наличия горизонта событий у вновь образовавшейся чёрной дыры. С открытием гравитационных волн появилась возможность массового открытия и исследования чёрных дыр в двойных системах, находящихся на самых поздних стадиях эволюции.

Ключевые слова: гравитационные волны, чёрные дыры, двойные звёзды, геометродинамика, эволюция, слияние чёрных дыр

PACS numbers: 04.30. – w, 97.60.Lf, 97.80. – d

DOI: 10.3367/UFNr.2016.03.037819

Содержание

1. Введение (1001).
 2. Двойные звёзды как источники гравитационных волн (1003).
 3. "Классические" двойные системы, состоящие из массивных звёзд (1004).
 4. Чёрные дыры в рентгеновских двойных системах (1006).
 5. Образование двойных чёрных дыр (1006).
 6. Свидетельства отсутствия наблюдаемых поверхностей у чёрных дыр по данным наблюдений рентгеновских двойных систем (1007).
 7. Заключение (1009).
- Список литературы (1009).

1. Введение

11 февраля 2016 г. на специальной пресс-конференции американскими учёными было официально объявлено, что открыты гравитационные волны от слияния чёрных дыр (ЧД) в двойной системе. Надёжное детектирование гравитационных волн было осуществлено на двух лазерных гравитационно-волновых антеннах, H1 и L1, американской обсерватории LIGO (Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory), разнесённых на расстояние ≈ 3000 км. Одна антенна (H1) расположена в штате Вашингтон в Хэнфорде, другая (L1) — в штате Луизиана в Ливингстоне. Опубликована статья [1], сообщающая об

открытии. В состав интернационального авторского коллектива (1200 учёных из более чем 50 стран) вошли представители физического факультета Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова (МГУ), группа, возглавлявшаяся В.Б. Брагинским, а также группа из Института прикладной физики РАН под руководством Е.А. Хазанова.

Идея использовать оптический лазерный интерферометр Майкельсона для регистрации гравитационных волн была высказана М.Е. Герценштейном и В.И. Пустовойтом [2] задолго до первых опытов Вебера [3] (1968 г.). В России исследования в этом направлении были инициированы Я.Б. Зельдовичем как реакция на противоречивость результатов Дж. Вебера [4]. Затем сотрудниками физического факультета МГУ В.Б. Брагинским, В.Н. Руденко, А.Б. Манукиным, Е.И. Поповым, А.А. Хоревым были выполнены наблюдения на твердотельных антеннах [5], отрицающие результаты Вебера. Работы М.Е. Герценштейна, В.И. Пустовойта, В.Б. Брагинского и В.Н. Руденко по исследованию гравитационных волн [2, 5–7] всегда поддерживал и стимулировал В.Л. Гинзбург.

Инициаторами создания лазерной гравитационно-волновой обсерватории LIGO были американские учёные К. Торн, Р. Вайсс и Р. Драйвер.

14 сентября 2015 г. на обеих антеннах (H1 и L1) был зарегистрирован гравитационно-волновой сигнал продолжительностью около 0,5 с, который получил название LIGO GW150914 (рис. 1). Сигнал представляет собой квазисинусоидальные колебания с увеличивающейся частотой и возрастающей амплитудой с последующим резким затуханием. Наблюдаемый гравитационно-волновой сигнал хорошо описывается в рамках общей теории относительности (ОТО) Эйнштейна для модели слияния ЧД в двойной системе (см., например, [8]).

А.М. Черепашук. Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга,
Университетский просп. 13, 119991 Москва, Российская Федерация
E-mail: cherepashchuk@gmail.com

Статья поступила 29 марта 2016 г.

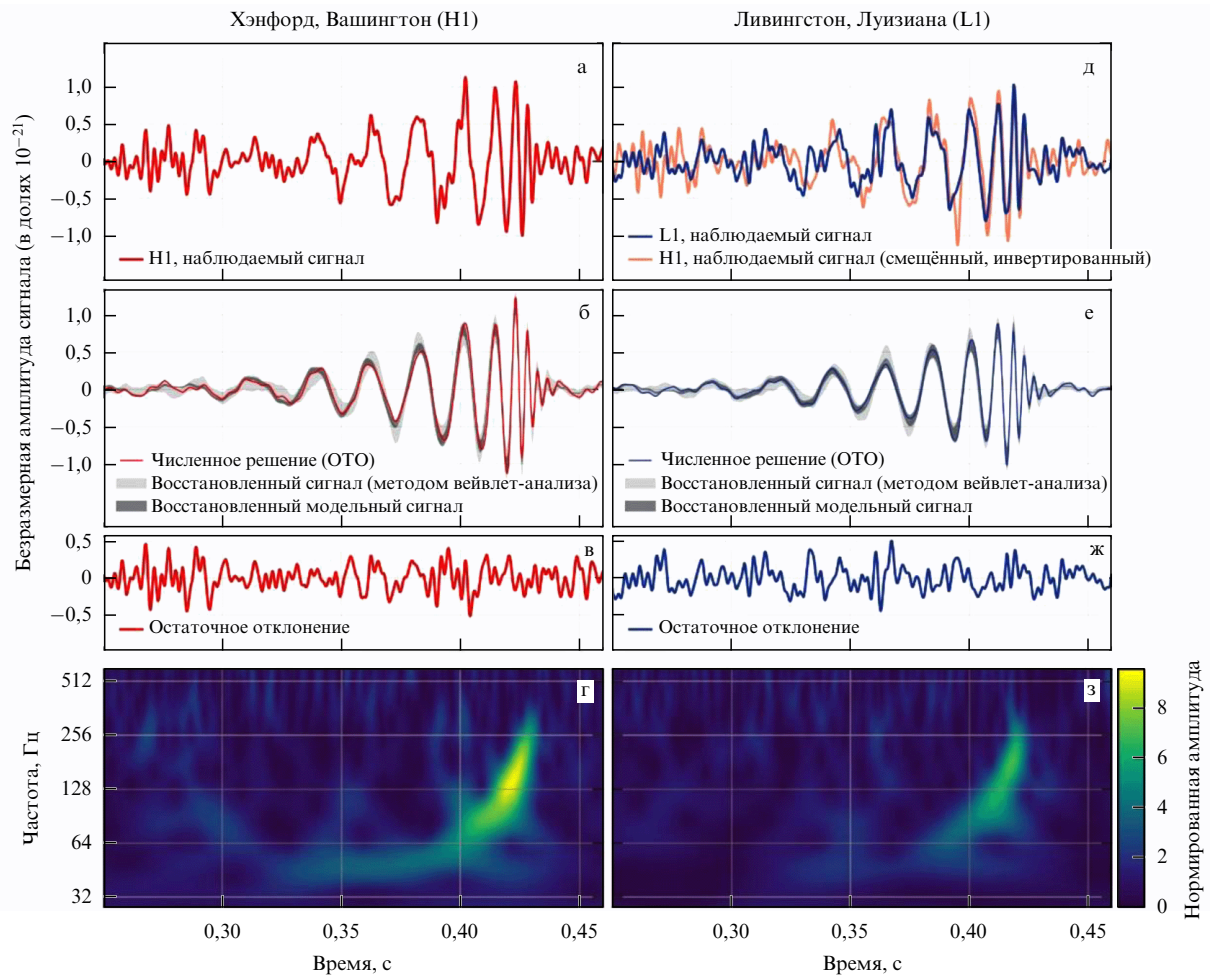


Рис. 1. Вид гравитационно-волнового сигнала от слияния двух чёрных дыр, зарегистрированного 14 сентября 2015 г. на двух гравитационно-волновых детекторах: H1 (а–г) и L1 (д–з). На рисунках д–з гравитационно-волновые сигналы от антенн H1 и L1 совмещены. На рисунках б и е представлены сглаженные наблюдаемые сигналы с наложенными на них теоретическими "кривыми блеска", а на рис. в и ж приведены остаточные отклонения. Результаты частотного анализа наблюдательных данных показаны на рис. г и з. (Из работы [1].)

Соответствующие начальные массы ЧД (в сопутствующей системе отсчёта источника) составляют $36^{+5}_{-4} M_{\odot}$ и $29^{+4}_{-4} M_{\odot}$ (где $M_{\odot}$ — солнечная масса). Результирующая масса ЧД после слияния равна $62^{+4}_{-4} M_{\odot}$; при этом $3,0^{+0,5}_{-0,5} M_{\odot}$ излучилось в виде гравитационных волн. Безразмерный угловой момент вновь образовавшейся после слияния чёрной дыры составляет $0,67^{+0,05}_{-0,07}$. Источник гравитационных волн расположен на расстоянии 410^{+160}_{-180} Мпк от Земли, что соответствует 1,3 млрд световых лет. Соответствующее красное смещение $z = 0,09^{+0,03}_{-0,04}$. Гравитационно-волновой сигнал пришёл сначала на антенну L1, а позднее на $6,9^{+0,5}_{-0,4}$ мс он был зарегистрирован антенной H1. Это позволило авторам открытия заключить, что гравитационно-волновой сигнал пришёл из области, расположенной на южной небесной полусфере. Поиски электромагнитного сигнала, сопутствующего гравитационно-волновому всплеску, были осуществлены по координированной программе с участием 25 групп исследователей в радиодиапазоне, оптическом, ближнем инфракрасном, рентгеновском и гамма-диапазонах спектра с помощью наземных и космических средств наблюдений [9]. От Государственного астрономического института им. П.К. Штернберга (ГАИШ) МГУ в этих наблюдениях участвовала группа под ру-

ководством В.М. Липунова. Использовалась сеть роботизированных телескопов МАСТЕР.

Значимых электромагнитных сигналов во всех диапазонах спектра, кроме гамма-диапазона, зарегистрировано не было. Космическая обсерватория "Ферми" через 0,4 с после гравитационно-волнового события LIGO GW150914 зарегистрировала слабый (на уровне 3σ) секундный всплеск жёсткого рентгеновского излучения [10].

Научное значение открытия гравитационных волн огромно. Открыт новый канал информации, идущей из космоса, который (наряду с электромагнитным, нейтринным каналами и каналом космических лучей) позволяет наблюдать различные катастрофические явления, происходящие во Вселенной: слияние белых карликов, нейтронных звёзд и чёрных дыр в двойных системах, взрывы сверхновых звёзд, а также, возможно, и такие явления, о которых мы пока не имеем никакого представления (например, явления, связанные с космическими струнами, доменными стенками, белыми дырами, кротовыми норами и т.п.). Дальнейшее повышение чувствительности гравитационно-волновых детекторов, а также создание космических гравитационно-волновых обсерваторий позволит наблюдать также различные

фоновые излучения гравитационных волн, в том числе фон очень длинных гравитационных волн ($\lambda \gtrsim 1$ Мпк), образующихся на переходных стадиях расширения Вселенной, а также гравитационно-волновое излучение от слияния двойных сверхмассивных чёрных дыр в ядрах галактик (см., например, [11]). Например, сверхдлинные гравитационные волны могли формироваться в конце инфляционной стадии развития Вселенной (когда её возраст составлял $\sim 10^{-36}$ с), в эпоху распада скалярного поля и формирования частиц материи [12]. Такое фоновое гравитационно-волновое излучение, несущее информацию о самых ранних стадиях развития Вселенной, было предсказано в 1974 г. сотрудником ГАИШ МГУ Л.П. Грищуком [13], который рассмотрел параметрический (сверхадиабатический) механизм усиления гравитационных волн в расширяющейся Вселенной. Спектр реликтового гравитационно-волнового излучения, формирующегося до начала классического фридмановского расширения Вселенной (де-ситтеровская стадия) был рассчитан в 1979 г. Старобинским [14].

С открытием гравитационных волн встаёт на прочный наблюдательный базис новая наука — геометродинамика, которая начала развиваться в конце 1950-х — начале 1960-х годов в работах Дж.А. Уилера [15], К.С. Торна (см. обзор [8]), Я.Б. Зельдовича, И.Д. Новикова [16] и других учёных. Геометродинамика — это наука, изучающая нелинейную динамику искривлённого пространства-времени. Гравитационно-волновая астрономия даёт нам уникальную возможность исследовать не только различные материальные тела, такие как звёзды, галактики и т.п., но и пустое пространство-время, которое можно рассматривать как один из видов материи, свойства которой, например параметры кривизны, можно реально исследовать с помощью гравитационно-волновых телескопов.

Особенно ярко раскрываются свойства пространства-времени при слиянии чёрных дыр в двойных системах [8, 11, 17]. Поэтому открытие гравитационно-волнового сигнала от слияния двух ЧД (событие LIGO GW150914) [1] ставит проблему исследования ЧД на качественно новый уровень. Если ранее при исследовании ЧД в двойных системах мы могли лишь наблюдать рентгеновский "ореол" вокруг них, обусловленный аккрецией вещества спутника — нормальной звезды, и по движению этой звезды определять массы ЧД, то теперь благодаря наблюдению события LIGO GW150914 мы можем экспериментировать с ЧД и исследовать различные моды затухающих колебаний вновь сформированной более массивной ЧД. Это даёт принципиальную возможность окончательного экспериментального доказательства наличия горизонта событий у ЧД. Поэтому учёные всего мира поздравляют коллаборацию LIGO с грандиозным успехом и с нетерпением ждут новых открытий в области гравитационно-волновой астрономии.

2. Двойные звёзды как источники гравитационных волн

С самого начала гравитационно-волновых исследований двойные звёзды рассматривались как важнейшие объекты для поиска и изучения гравитационных волн.

В 1965 г. Миттельман [18] рассчитал суммарное фоновое излучение двойных звёзд Галактики и показал, что главный вклад в это излучение должны давать коротко-

периодические тесные двойные звёздные системы типа WUMa, состоящие из находящихся в контакте звёзд с массами $(1-3)M_{\odot}$ и имеющие короткие орбитальные периоды $P \approx 0,3-0,6$ сут (см., например, [19]).

Примерно в то же время стала выясняться природа катаклизмических звёзд — новых и новоподобных звёзд, демонстрирующих вспышки оптического излучения. Оказалось, что эти вспышки связаны со взаимодействием звёзд в тесных двойных системах. Вещество от красной карликовой звезды, заполняющей свою полость Роша в двойной системе, перетекает на второй компонент системы — вырожденный белый карлик, вокруг которого сформировался яркий аккреционный диск. Неустойчивости в этом аккреционном диске вызывают в нём генерацию турбулентности, увеличение вязкости вещества и усиление темпа аккреции на белый карлик, что приводит к вспышке. Замечательно то, что в катаклизмических двойных системах перетекание вещества происходит от менее массивной красной карликовой звезды на более массивный белый карлик. В этом случае расстояние между компонентами двойной системы (радиус относительной орбиты) должно увеличиваться со временем. Но тогда почему мы наблюдаем в катаклизмических двойных системах яркий аккреционный диск и не менее яркую область взаимодействия диска с газовой струей, истекающей из заполняющей свою полость Роша звезды? Оказалось, что тенденция к увеличению расстояния между компонентами в катаклизмических двойных системах компенсируется уменьшением этого расстояния, вызванным потерей системой орбитального углового момента, которая связана с истечением из красной карликовой звезды намагниченного звёздного ветра [20] и излучением системой гравитационных волн [21]. Причём для систем с орбитальными периодами менее 3 ч преобладает излучение гравитационных волн [21–23]. Так что наличие ярких аккреционных дисков в катаклизмических двойных системах с короткими орбитальными периодами ($P < 3$ ч) является наблюдательным свидетельством в пользу существования гравитационных волн.

С открытием двойного радиопульсара Халса–Тэйлора PSR 1913 + 16 [24] были получены прямые астрономические указания на существование гравитационных волн: орбитальный период этой двойной системы уменьшается в строгом соответствии с квадрупольной формулой Эйнштейна для излучения гравитационных волн (см., например, [25]). К настоящему времени такой же результат получен ещё для трёх радиопульсаров в двойных системах: J0737-3039AB (система из двух радиопульсаров [26]), PSR1534 + 12 (радиопульсар в паре с неактивной нейтронной звездой [27]) и PSRJ0348 + 0432 (радиопульсар в паре с белым карликом [28]).

С развитием теории эволюции тесных двойных систем с обменом масс (см., например, [29]) эволюция этих систем была изучена вплоть до самых поздних стадий, на которых в двойной системе происходят как первичный, так и вторичный обмены массами между компонентами с формированием (в зависимости от массы звёзд) белых карликов, нейтронных звёзд и чёрных дыр [30, 31]. Дальнейшее развитие эволюционных сценариев для тесных двойных систем привело к появлению нового метода статистического исследования эволюции таких систем — популяционного синтеза — компьютерного моделирования популяций объектов со сложной историей [32, 33].

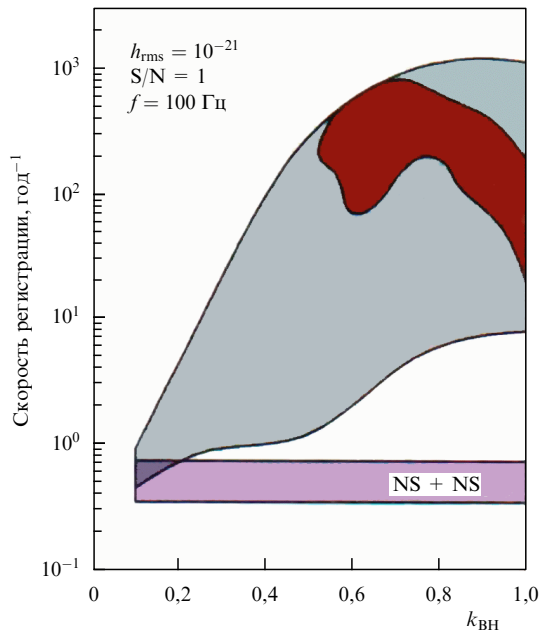


Рис. 2. Скорость регистрации гравитационно-волновых всплесков, сопутствующих процессам слияния нейтронных звёзд и чёрных дыр в двойных системах, рассчитанная Липуновым, Постновым и Прохоровым с помощью Машины сценариев [34]. k_{BH} — доля массы звезды, ушедшая под горизонт событий при образовании ЧД.

В работе Липунова, Постнова и Прохорова [34] на основе эволюционных расчётов в рамках Машины сценариев [33] было теоретически предсказано, что первыми на обсерватории LIGO должны быть открыты не сливающиеся нейтронные звёзды, а чёрные дыры. Хотя частота слияния ЧД в двойных системах существенно ниже ($\sim 10^{-6}$ на одну стандартную галактику в год), чем частота слияния нейтронных звёзд ($\sim 10^{-4}$ на одну стандартную галактику в год), при слиянии ЧД выделяется гораздо большая энергия в виде гравитационных волн. Это позволяет регистрировать гравитационно-волновое излучение с гораздо больших расстояний, чем при слиянии нейтронных звёзд. Поскольку объём исследуемого пространства пропорционален кубу расстояния, количество доступных для наблюдений сливающихся пар ЧД возрастает и, соответственно, увеличивается вероятность их обнаружения с помощью гравитационно-волновых телескопов (рис. 2). При этом ввиду влияния эффектов наблюдательной селекции первыми, естественно, должны открываться наиболее массивные сливающиеся пары ЧД, что и наблюдается [1].

3. "Классические" двойные системы, состоящие из массивных звёзд

Массы ЧД в двойной системе LIGO GW150914 были весьма велики: $36M_{\odot}$ и $29M_{\odot}$. Скорее всего, такие массивные ЧД формировались из очень массивных звёзд, с массами $\sim (80-100)M_{\odot}$. Хотя есть основания полагать, что масса конечного продукта эволюции массивной звезды — ЧД — определяется не только начальной массой этой звезды, но и, возможно, другими её параметрами: темпом потери массы в виде звёздного ветра, магнитным полем "ядра" звезды, его вращением, а также различными неустойчивостями, возникающими при кол-

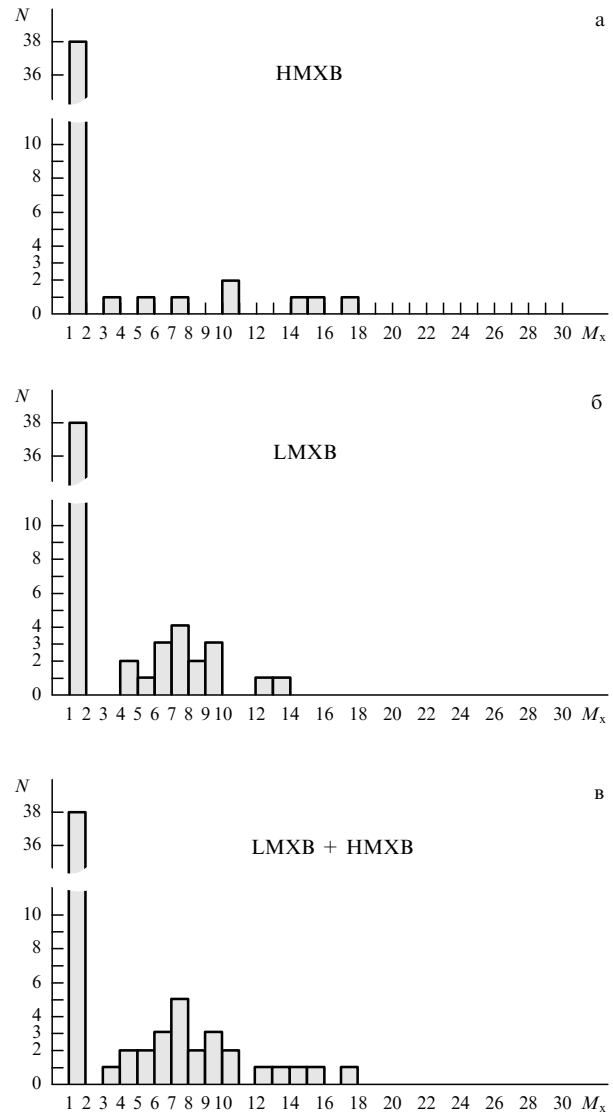


Рис. 3. Распределения масс нейтронных звёзд (высокий пик слева на рис. а–в) и чёрных дыр в рентгеновских двойных системах. HMXB — массивные рентгеновские двойные системы, LMXB — маломассивные рентгеновские двойные.

лапсе железного ядра звезды. О том, что масса ЧД не совсем однозначно связана с массой исходной звезды, свидетельствует наблюдаемое распределение масс ЧД в рентгеновских двойных системах [35], которое является приблизительно плоским (рис. 3). Число ЧД с измеренными массами в рентгеновских двойных системах в среднем не возрастает с уменьшением массы ЧД. В то же время число звёзд Галактики сильно (как M^{-5}) возрастает с уменьшением массы звезды. Если бы существовала однозначная связь между массой ЧД и начальной массой родительской звезды, то при уменьшении массы ЧД от $10M_{\odot}$ до $5M_{\odot}$ число ЧД должно было бы возрасти в $2^5 = 32$ раза, что не наблюдается (см. рис. 3). Можно показать (см. дискуссию в [19]), что плоское распределение масс ЧД в рентгеновских двойных системах не сильно отягощено эффектами наблюдательной селекции. Поэтому наблюдаемое плоское распределение масс ЧД, представленное на рис. 3, нуждается в специальном теоретическом исследовании.

Таблица. Двойные системы

Название системы *	Спектральные классы компонентов	Массы компонентов **
V1036 Sco	O6V + O7V	$32M_{\odot} + 32M_{\odot}$
V3903 Sgr	O7V + O9V	$27,3M_{\odot} + 19,0M_{\odot}$
HD166734	O7.5If + O9I	$> 29M_{\odot} + > 31M_{\odot}$
V1182 Aql	O8V + B1V	$37,8M_{\odot} + 13,5M_{\odot}$
HD47129	O7.5I + O6I	$> 41M_{\odot} + > 48M_{\odot}$
V448 Cyg	O9.5V + B1 II-Ib	$25,2M_{\odot} + 14,0M_{\odot}$
HDE311884	WN6 + O5V	$51M_{\odot} + 60M_{\odot}$
HD193793	WC7 + O4-5	$27M_{\odot} + 60M_{\odot}$
HD193928	WN5 + O5V-III	$45M_{\odot} + 30M_{\odot}$
WR20a	WN6h + WN6a	$83M_{\odot} + 82M_{\odot}$
HD92740	WN7h + O9 III-V	$55M_{\odot} + 21M_{\odot}$
HD186943	WN3 + O9.5V	$17M_{\odot} + 36M_{\odot}$
CX Cep	WN4 + O5V	$20,0M_{\odot} + 28,3M_{\odot}$
CQ Cep	WN6 + O9 II-Ib	$24M_{\odot} + 30M_{\odot}$
WR21a	O3f/WN6ha + O4	$> 87M_{\odot} + > 53M_{\odot}$
NGC3603-A1	WN6a + WN6	$116M_{\odot} + 89M_{\odot}$
R145 (LMC)	WN6h + O	$> 116M_{\odot} + > 48M_{\odot}$
ST1-98 (LMC)	O4 + O4	$> 45M_{\odot} + > 45M_{\odot}$
R136-42 (LMC)	O3V + O3V	$40,3M_{\odot} + 32,6M_{\odot}$
SK-67105 (LMC)	O4f + O6V	$47,2M_{\odot} + 29,8M_{\odot}$
R136-38 (LMC)	O3V + O6V	$56M_{\odot} + 30M_{\odot}$
HV2543 (LMC)	O8 + O9	$25,6M_{\odot} + 15,6M_{\odot}$
R136-39 (LMC)	O3V + O5.5V	$> 27,2M_{\odot} + > 20,5M_{\odot}$
HV2241 (LMC)	O7III + B0III	$36,2M_{\odot} + 18,4M_{\odot}$
AzV73 (SMC)	O8.5V + B0III	$25,3M_{\odot} + 22,8M_{\odot}$
HV1620 (SMC)	O9V + O9.5III	$20M_{\odot} + 15M_{\odot}$

* LMC и SMC — Большое и Малое Магеллановы Облака соответственно.
 ** Для систем с неизвестными наклонениями орбит указаны нижние пределы масс компонентов.

Имея в виду, что связь между массой родительской звезды и массой ЧД непрямая, рассмотрим наиболее массивные двойные системы в нашей Галактике и других ближайших галактиках (см. монографию [19], а также обзор [36]). Массы звезд в этих системах (см. таблицу) определены наиболее надёжным, динамическим, методом по движению звезд и затмениям.

В работе [1] упоминается также возможность слияния ЧД не только в изолированных двойных системах, но и в системах, сформированных в результате коллективных взаимодействий массивных звезд в скоплениях. Мы остановимся лишь на случае изолированных массивных двойных систем, которые реально наблюдаются в галактиках (см. таблицу).

Как видно из таблицы, в нашей Галактике и других ближайших галактиках встречаются тесные двойные системы, у которых масса хотя бы одного из компонентов превышает $80M_{\odot}$ и которые могли бы быть предшественниками системы LIGO GW150914. Однако такие массивные системы очень редки. Учитывая огромное влияние эффектов наблюдательной селекции, делать какие-либо статистические выводы из этих данных представляется проблематичным.

Важно то, что очень массивные двойные системы ($M_{1,2} = (80-100)M_{\odot}$) — возможные предшественники системы LIGO GW150914 — реально наблюдаются в нашей и других галактиках (см. таблицу). Двойные системы, представленные в таблице, с меньшими массами

компонентов ($M_{1,2} = (15-60)M_{\odot}$) могут реализовать слияние двух ЧД меньших масс, чем в системе LIGO GW150914, а также слияние двух нейтронных звезд и слияние ЧД с нейтронной звездой.

Массы некоторых одиночных звезд, измеренные по их светимости, достигают нескольких сотен $M_{\odot}$ (см., например, [19]). В частности, недавно в работе [37] были оценены массы звезд в галактике LMC в скоплении R136 (по болометрической светимости), которые оказались рекордно большими: $M = (165-320)M_{\odot}$. Однако оценки масс звезд по светимости, а не по движению в двойных системах нельзя считать достаточно надёжными. Кроме того, пока неясно, могут ли формироваться такие массивные звезды в тесных двойных системах.

Массивные ($M > (30-40)M_{\odot}$) звезды в процессе своей ядерной эволюции заметно теряют массу в виде звездного ветра, что уменьшает вероятность формирования массивных ЧД. Поскольку главным механизмом ускорения вещества в ветре горячей массивной звезды является давление радиации, темп потери массы $\dot{M}$ зависит от содержания металлов в веществе звезды z (металличности), которое определяет непрозрачность звездного вещества [38]:

$$\dot{M} \sim z^{0,75}, \quad 0,001 \leq \frac{z}{z_{\odot}} \leq 10.$$

Кроме того, высокий темп потери массы может стимулироваться вращением звезды. Наиболее подходящие объекты для формирования массивных двойных систем типа LIGO GW150914 — это массивные ($M = (100-1000)M_{\odot}$) водородно-гелиевые звезды населения III, которые формировались на ранних стадиях эволюции Вселенной. Однако сравнительно небольшое красное смещение ($\approx 0,09$) для объекта LIGO GW150914 не позволяет отнести предшественника этой системы к такому классу объектов.

В 1980-х годах выяснилось, что звездный ветер звезд Вольфа–Райе (WR) имеет клочковатую, облачную структуру [39, 40]. Поскольку главный источник информации о темпах потери массы звездами WR — это наблюдения теплового радиоизлучения от их ветров, оценки $\dot{M}$, полученные из этих данных, являются завышенными и должны быть скорректированы (уменьшены в 3–5 раз) [41]. Дело в том, что тепловое радиоизлучение нелинейно (квадратично) зависит от электронной плотности. Поэтому если мы соберём вещество звездного ветра в многочисленные плотные сгустки, то интенсивность теплового радиоизлучения при прочих равных условиях возрастёт. И если мы будем интерпретировать эту интенсивность в рамках модели однородного ветра, то получим завышенное значение $\dot{M}$. Этот вывод подкрепляется наблюдениями конкретных двойных систем [19]. Например, в затменной двойной системе V444 Cyg (WN5 + O6) величина $\dot{M}$ для звезды WN5, определённая по изменению орбитального периода системы (не зависит от клочковатости ветра), равна $0,6 \times 10^{-5}M_{\odot}$ в год, а величина $\dot{M}$, найденная из наблюдений теплового радиоизлучения этой системы, составляет $2,4 \times 10^{-5}M_{\odot}$ в год, что в четыре раза больше.

Уменьшение темпа потери массы в несколько раз существенно ослабляет влияние потери массы звездой в виде звездного ветра, что благоприятствует формированию массивных СО-ядер у звезд WR и, соответственно, массивных ЧД [42].

4. Чёрные дыры в рентгеновских двойных системах

Из 26 рентгеновских двойных систем с известными массами ЧД (см. обзор [35]) 9 систем являются массивными рентгеновскими двойными (НМХВ), содержащими в качестве оптических спутников массивные звёзды ($M = (5-70)M_{\odot}$), а 17 систем являются маломассивными рентгеновскими двойными (ЛМХВ) с массами оптических спутников $M \approx (0,3-2)M_{\odot}$. То, что ЧД открываются преимущественно в ЛМХВ, является эффектом наблюдательной селекции: время ядерной эволюции маломассивной звезды в несколько сотен или тысяч раз больше, чем в случае массивной звезды. Поэтому при заполнении оптической звездой своей полости Роша аккреция вещества на ЧД и, соответственно, стадия рентгеновской двойной системы в случае маломассивной звезды продолжаются в несколько сотен или тысяч раз дольше, чем в случае массивной звезды. Таким образом, вероятность обнаружить ЧД в маломассивной рентгеновской двойной значительно выше, чем в массивной.

Поскольку в ЛМХВ с ЧД масса оптической звезды весьма мала, $(0,3-2)M_{\odot}$, конечной стадией эволюции такой системы должно быть слияние ЧД с белым карликом.

В НМХВ с ЧД массы оптических звёзд велики, $(5-70)M_{\odot}$, поэтому конечной стадией эволюции этих систем может быть слияние двух ЧД, слияние ЧД с нейтронной звездой, а также объект Торна–Житков (Thorne–Zytkow, TZ) [43], когда ЧД или нейтронная звезда падает по спирали в центр оптической звезды. Недавно был открыт весьма надёжный кандидат в объекты Торна–Житков по аномалиям химического состава [44]. Если масса оптической звезды в НМХВ с ЧД лежит вблизи нижней границы интервала $(5-70)M_{\odot}$, то конечной стадией эволюции такой системы может быть слияние ЧД с белым карликом.

Данные по массам ЧД и оптических звёзд в рентгеновских двойных системах приведены в обзорах [35, 45], а также в монографии [19].

Наиболее массивными рентгеновскими двойными системами (по надёжно измеренным массам ЧД и оптической звезды M_V) являются системы:

$$\text{Cyg X-1} \quad (M_{\text{ВН}} = 14,81M_{\odot}, \quad M_V = 19,16M_{\odot}),$$

$$\text{LMCX-1} \quad (M_{\text{ВН}} = 10,3M_{\odot}, \quad M_V = 30,6M_{\odot}),$$

$$\text{M33 X-7} \quad (M_{\text{ВН}} = 15,55M_{\odot}, \quad M_V = 70M_{\odot}).$$

Эти системы находятся в разных галактиках, и их параметры "не дотягивают" до параметров LIGO GW150914: $M_{\text{ВН}} = 29M_{\odot}$ и $36M_{\odot}$. В этих системах может реализоваться слияние двух ЧД с меньшими массами или слияние ЧД с нейтронной звездой.

Подчеркнём ещё раз, что из-за влияния эффектов наблюдательной селекции первыми должны открываться наиболее массивные сливающиеся двойные системы ЧД, подобные системе LIGO GW150914. Дальнейшее возрастание чувствительности гравитационно-волновых антенн и увеличение времени наблюдений позволит детектировать слияние ЧД с меньшими массами, для которых рентгеновские двойные системы LMCX-1 и M33X-7 являются вполне подходящими предшественниками.

5. Образование двойных чёрных дыр

В работах [46, 47] с использованием программы популяционного синтеза тесных двойных систем [33] рассчитаны эволюционные сценарии для массивных тесных двойных систем, вплоть до самых поздних стадий эволюции, на которых образуются ЧД. Один из сценариев (рис. 4), соответствующий рентгеновской двойной системе M33 X-7, приводит к образованию объекта Торна–Житков. Другой сценарий (рис. 5) относится к рентгеновской двойной системе IC10 X-1 ($M_{\text{ВН}} = 28M_{\odot}$ (?), $M_V = 26M_{\odot}$), в которой предполагалось наличие массивной ЧД [48], однако новые наблюдения не подтверждают этот результат [49]. Тем не менее с методической точки зрения представляет интерес рассмотрение эволюционного сценария для случая массивной ЧД в системе IC10 X-1. В этом случае в конце эволюции тесной двойной системы образуются две ЧД, которые через $4,3 \times 10^9$ лет сливаются и формируют гравитационно-волновой всплеск.

Опишем сценарий эволюции в случае системы M33 X-7 (см. рис. 4). В начале эволюции масса первичной звезды находится в диапазоне $m_1 = (80-120)M_{\odot}$, масса вторичной составляет $m_2 = (40-60)M_{\odot}$, а начальная большая полуось орбиты $a \lesssim 100R_{\odot}$. После выгорания водорода в ядре первичная, более массивная, звезда расширяется и заполняет свою полость Роша. Начинается перетекание вещества на соседнюю звезду, как правило, с темпом,

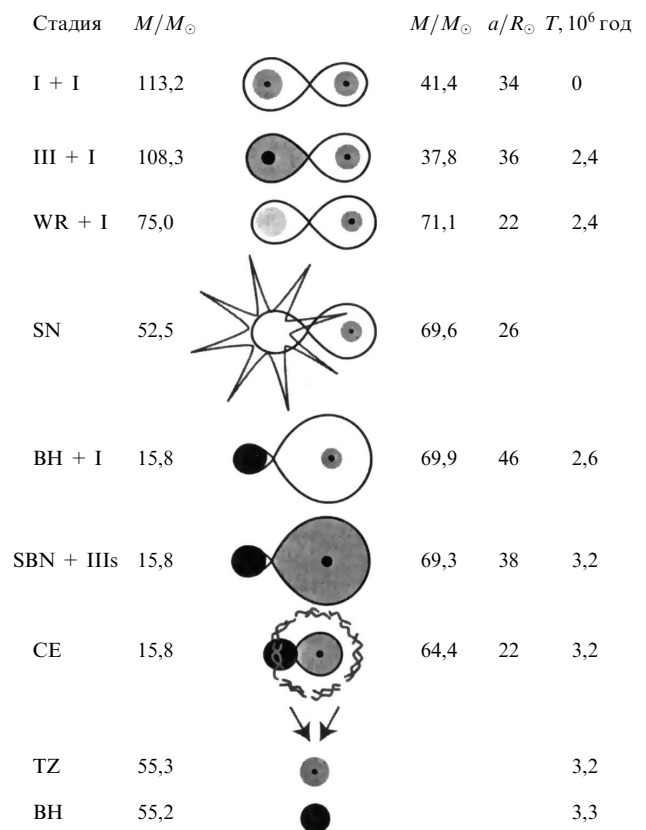


Рис. 4. Последовательность эволюционных стадий для рентгеновской двойной системы M33X-7, рассчитанная с помощью Машины сценариев. Указаны массы компонентов M (в массах Солнца), расстояния между компонентами a (в радиусах Солнца $R_{\odot}$) и время T , в течение которого двойная система находится на соответствующей стадии эволюции. CE (common envelope) — стадия общей оболочки.

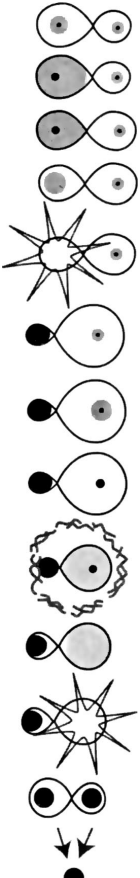
Стадия	$M/M_{\odot}$		$M/M_{\odot}$	$a/R_{\odot}$	$T, 10^6$ год
I + I	94,3		56,7	180	0
III + I	92,5		56,2	190	2,5
IIIe + I	60,8		60,8	180	2,5
WR + I	58,1		61,0	180	3,1
SN	52,3		61,0	190	
BH + I	26,1		61,0	270	3,3
BH + II	26,1		60,9	270	3,5
SBN + IIIs	26,1		54,5	270	3,8
CE	26,1		53,0	260	3,8
BH + WR	26,1		31,6	18	3,8
SN	26,1		28,4	19	
BH + BH	26,1		14,2	30	4,1
BH	40,3				4300

Рис. 5. Последовательность эволюционных стадий для рентгеновской двойной системы IC10X-1, рассчитанная с помощью Машины сценариев. Обозначения те же, что и на рис. 4.

более быстрым, чем в ядерной шкале времени эволюции (при перетекании вещества от более массивной звезды к менее массивной расстояние между компонентами убывает). Заключительная часть перетекания может происходить в шкале времени эволюции, близкой к ядерной (когда масса первичной звезды значительно уменьшится). После потери водородной оболочки первой звезды на её месте остаётся звезда WR ("обнажённое" гелиевое ядро первичной звезды с небольшой водородной оболочкой). Звезда WR, взрываясь как сверхновая типа Ib/c, образует ЧД. Слабый звёздный ветер на стадии главной последовательности, а также "правильно" подобранное значение доли массы предсверхновой, попадающей под горизонт событий в процессе формирования ЧД, позволяют формирование ЧД требуемой массы $(15-20)M_{\odot}$ в достаточно тесной системе.

Причём на стадии первичного обмена масс общая оболочка не образуется, так как начальное отношение масс $q = m_1/m_2 = 0,35$ больше критического значения $q = 0,3$ [29]. Вторая звезда, нарастившая массу, заполняет свою полость Роша, вследствие чего начинается сверхкритическая аккреция на ЧД, затем происходит образование общей оболочки, и двойная система заканчивает существование в результате падения ЧД по спирали в центр оптической звезды. Образуется объект Торна–Житков [43]. Конечным результатом эволюции системы M33 X-7 является одиночная массивная ЧД. Во

время движения ЧД по спирали (стадия образования объекта Торна–Житков) система может быть мощным источником гравитационных волн [50].

Рассмотрим теперь другой эволюционный сценарий, "привязанный" к рентгеновской двойной системе IC10 X-1 (см. рис. 5). В начале эволюции масса первичной звезды находится в диапазоне $m_1 = (80-120)M_{\odot}$, масса вторичной $m_2 = (15-60)M_{\odot}$, начальная большая полуось орбиты велика — находится в диапазоне $a \approx (170-200)R_{\odot}$. После выгорания водорода в ядре первичная, более массивная, звезда расширяется и заполняет свою полость Роша. Начинается перетекание вещества на соседнюю звезду, как правило, более быстрое, чем в ядерной шкале времени эволюции, а заключительная стадия перетекания происходит в шкале времени, близкой к ядерной. После потери водородной оболочки первичной звездой на её месте остаётся звезда WR, которая, взрываясь как сверхновая типа I b/c, образует первую чёрную дыру. Далее, закончив эволюцию на главной последовательности, заполняет свою полость Роша вторая звезда, нарастившая массу в процессе первичного обмена масс. После фазы сверхкритической аккреции на ЧД, на стадии заполнения полости Роша второй звездой, наступает стадия общей оболочки системы, во время которой компоненты очень тесно сближаются, но не образуют объекта Торна–Житков, а оболочка оптической звезды рассеивается во внешнее пространство за счёт передачи ей кинетической энергии орбитального движения ЧД посредством динамического трения. Этого удастся добиться благодаря выбору большого начального значения $a \approx (170-200)R_{\odot}$. В конце концов образуется система, состоящая из второй звезды WR и ЧД (аналог системы Cyg X-3, состоящей из звезды WR и ЧД, в нашей Галактике). Далее вторая звезда WR взрывается как сверхновая типа I b/c и образует вторую ЧД. Конечным результатом эволюции этой системы является слияние двух ЧД вследствие потери углового момента в результате излучения гравитационных волн (длительность этой стадии вследствие большого начального радиуса орбиты, $a \approx 30R_{\odot}$, составляет 4,3 млрд лет). В итоге образуется одиночная массивная ЧД. На конечной стадии слияния двух ЧД формируется всплеск гравитационно-волнового излучения, аналогичный тому, который наблюдался в событии LIGO GW150914. Хотя следует подчеркнуть, что по массам итоговых ЧД ($26,1M_{\odot}$ и $14,2M_{\odot}$) эта система "не дотягивает" до системы LIGO GW150914 ($36M_{\odot}$ и $29M_{\odot}$). Специальный расчёт эволюции массивной тесной двойной системы, направленный на получение финальной пары ЧД с массами $36M_{\odot}$ и $29M_{\odot}$, проводится в настоящее время в ГАИШ.

6. Свидетельства отсутствия наблюдаемых поверхностей у чёрных дыр по данным наблюдений рентгеновских двойных систем

Благодаря многолетним исследованиям тесных двойных систем с релятивистскими компонентами астрономы имеют сведения о массах и наблюдательных проявлениях около ста релятивистских объектов (≈ 70 нейтронных звёзд и 26 чёрных дыр) (рис. 6).

Оказывается, нейтронные звёзды и ЧД различаются не только по массам, но и по наблюдательным проявлениям, в полном согласии с предсказанием ОТО. И это

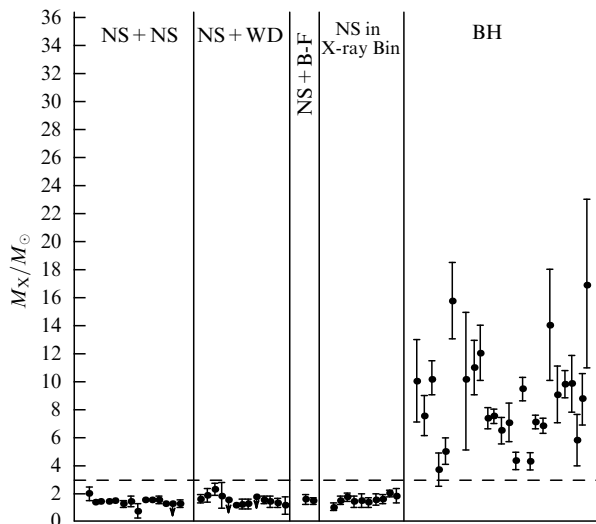


Рис. 6. Массы нейтронных звёзд (NS) и чёрных дыр (BH) в двойных системах. NS + NS — радиопульсары в двойных системах с нейтронными звёздами; NS + WD — радиопульсары в двойных системах с белыми карликами; NS + B-F — радиопульсары в двойных системах с невырожденными звёздами. NS in X-ray Bin — рентгеновские пульсары в двойных системах. Горизонтальная штриховая прямая отсекает значение массы в $3M_{\odot}$ — абсолютный верхний предел массы нейтронной звезды, предсказываемый ОТО.

согласие достигается для почти ста релятивистских объектов. Так что статистика в данном случае вполне представительна.

На рисунке 6 приведены массы ЧД и нейтронных звёзд (представлены наиболее надёжные значения масс нейтронных звёзд и ЧД). Все нейтронные звёзды с измеренными массами показывают явные признаки наблюдаемых поверхностей — являются либо радиопульсарами, либо рентгеновскими пульсарами, либо рентгеновскими барстерами 1-го типа.

Напомним, что феномен радиопульсара связан с быстрым осевым вращением нейтронной звезды и сильным магнитным полем, "привязанным" к её поверхности. Феномен рентгеновского пульсара обусловлен аккрецией вещества на магнитные полюсы быстро вращающейся сильно намагниченной нейтронной звезды (ось магнитного диполя не совпадает с осью вращения нейтронной звезды). Феномен рентгеновского барстера 1-го типа связан с термоядерными взрывами накопленного при аккреции вещества на поверхности нейтронной звезды со слабым магнитным полем. Очевидно, что если бы у нейтронных звёзд не было наблюдаемых поверхностей, то мы не наблюдали бы у них феномены радиопульсара, рентгеновского пульсара и рентгеновского барстера 1-го типа.

По мере накопления наблюдательных данных по нейтронным звёздам и ЧД постепенно выявляется замечательный результат. Во всех 70 случаях "взвешенных" нейтронных звёзд масса релятивистского объекта, если он проявляет признаки наблюдаемой поверхности, не превышает $3M_{\odot}$ — абсолютного верхнего предела массы нейтронной звезды, предсказываемого ОТО.

В то же время ни один (!) из 26 массивных ($M > 3M_{\odot}$) релятивистских объектов (кандидатов в чёрные дыры) не показывает признаков наблюдаемой поверхности (не является ни радиопульсаром, ни рентгеновским пульса-

ром, ни рентгеновским барстером 1-го типа), в полном согласии с ОТО. Согласно ОТО ЧД не имеют наблюдаемой поверхности, у них есть лишь горизонт событий — световая поверхность в пространстве-времени. Поэтому от ЧД нельзя ожидать наличия строго периодических пульсаций радиоизлучения или рентгеновского излучения либо термоядерных взрывов на поверхности — рентгеновских барстеров. Это и наблюдается в действительности: в случае тяжёлых ($M > 3M_{\odot}$) аккрецирующих релятивистских объектов наблюдается либо иррегулярная переменность рентгеновского излучения на малых временах ($\sim 10^{-3}$ с), либо квазипериодическая (но не строго периодическая) переменность — квазипериодические осцилляции (QPO) рентгеновского излучения.

Следует отметить, что помимо описанных ярких различий в наблюдательных проявлениях аккрецирующих нейтронных звёзд и кандидатов в ЧД имеются и более тонкие различия, связанные с формой и характером изменения во времени спектров их рентгеновского излучения (см., например, обзор [51]). Эти тонкие различия также свидетельствуют о том, что нейтронные звёзды обладают наблюдаемыми поверхностями, в отличие от кандидатов в ЧД ($M > 3M_{\odot}$).

Все перечисленные факты для почти ста релятивистских объектов вселяют в нас уверенность в том, что многочисленные кандидаты в ЧД ($M > 3M_{\odot}$) действительно не имеют наблюдаемых поверхностей.

К сожалению, пока на основе изложенных фактов отсутствие наблюдаемых поверхностей у массивных релятивистских объектов нельзя считать окончательно доказанным. Дело в том, что некоторые нейтронные звёзды также могут не проявлять признаков наблюдаемой поверхности. Например, если ось магнитного диполя у быстро вращающейся сильно намагниченной нейтронной звезды совпадает с осью её вращения, то феномен рентгеновского пульсара при аккреции не будет наблюдаться. В этом случае тяжёлую ($M > 3M_{\odot}$) нейтронную звезду трудно отличить от ЧД.

Для доказательства существования горизонта событий необходимы наблюдения эффектов, специфичных для ЧД. Такими эффектами можно считать наблюдаемые в гравитационно-волновом диапазоне различные моды колебаний вновь образовавшегося горизонта событий при слиянии двух ЧД и характерное затухание этих колебаний после процесса слияния (стадия так называемого послезвона — ringdown). Все эти эффекты в принципе можно наблюдать с помощью современных и будущих гравитационно-волновых телескопов.

Как отмечается в работах [8, 11, 17], эволюция тесной двойной системы ЧД может быть разделена на три этапа: сближение двух ЧД по спирали, вызванное потерей системой углового момента за счёт излучения гравитационных волн, слияние и конечная стадия (ringdown).

Стадия спирального сближения двух ЧД может быть описана в постньютоновском приближении (см., например, [17]). Расчёт динамики двух сливающихся ЧД требует численного моделирования в рамках ОТО на суперкомпьютерах, что к настоящему времени уже реализовано для многих модельных задач [8]. На конечной стадии две исходные ЧД образуют одну новую ЧД с большой массой, находящуюся в очень возбуждённом состоянии, причём со временем возбуждения затухают. Эти возбуждения являются нелинейной суперпозицией квазинормальных мод, причём затухание квазинормаль-

ных мод создаёт характерную "звонящую" форму профиля гравитационных волн.

Согласно [11] гравитационно-волновое излучение, испускаемое на стадии слияния ЧД и конечной стадии (стадии "послезвона"), несёт информацию о сильно нелинейной крупномасштабной динамике кривизны пространства-времени. Поэтому детальное исследование этих гравитационно-волновых сигналов позволит проверить нелинейные уравнения ОТО во всей их сложности.

Вполне возможно, что именно на этом пути будет получено окончательное доказательство существования горизонтов событий у ЧД.

Рассмотрим теперь возможную регистрацию короткого всплеска жёсткого рентгеновского излучения, сопутствующего событию LIGO GW150914, обсерваторией "Ферми" [10]. В случае слияния "чистых" ЧД, не имеющих электрического заряда, всплеска электромагнитного излучения ожидать не приходится. Однако если при обмене масс в двойной системе осталось некоторое количество газа, то воздействие на него сильных деформаций метрики пространства-времени может приводить к формированию ударных волн и жёсткого рентгеновского излучения.

7. Заключение

С открытием гравитационных волн начинается новый этап в исследованиях чёрных дыр. Наблюдения гравитационных волн от слияния ЧД в двойных системах дают уникальную возможность окончательного доказательства существования горизонтов событий у этих экстремальных объектов. Теперь учёные имеют возможность не только наблюдать чёрные дыры в рентгеновских двойных системах, но и экспериментировать с ними — исследовать нелинейную динамику сильно искривлённого пространства-времени в процессе формирования общего горизонта событий при слиянии двух ЧД. Это ставит науку об исследовании чёрных дыр на качественно новый уровень, что должно привести к прорыву в нашем понимании природы пространства-времени.

В России в настоящее время имеется лишь одна установка для детектирования гравитационных волн в килогерцевом диапазоне частот — это подземный детектор ОГРАН (Оптоакустическая гравитационная антенна), созданный содружеством ГАИШ, Института ядерных исследований РАН и Института лазерной физики СО РАН [52]. Чувствительность детектора ОГРАН пока ограничена областью 100 кпк, но после охлаждения до температур жидкого азота он сможет охватить область радиусом 15 Мпк.

Примечание при корректуре

Недавно коллаборацией LIGO опубликованы результаты наблюдений второго гравитационно-волнового события, GW151226, связанного со слиянием чёрных дыр в двойной системе [53]. Массы чёрных дыр до слияния равны $14,2^{+8,3}_{-3,7} M_{\odot}$ и $7,5^{+2,3}_{-2,3} M_{\odot}$. Эти массы попадают в интервал масс чёрных дыр, открытых в рентгеновских двойных системах, $(4-16) M_{\odot}$.

Список литературы

- Abbott B P et al. (LIGO Sci. Collab., Virgo Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **116** 061102 (2016)
- Герценштейн М Е, Пустовойт В И *ЖЭТФ* **43** 605 (1962); Gertsenshtein M E, Pustovoyt V I *Sov. Phys. JETP* **16** 433 (1963)
- Weber J *Phys. Rev. Lett.* **20** 1307 (1968)
- Брагинский В Б, Зельдович Я Б, Руденко В Н *Письма в ЖЭТФ* **10** 437 (1969); Braginskii V B, Zel'dovich Ya B, Rudenko V N *JETP Lett.* **10** 280 (1969)
- Брагинский В Б и др. *ЖЭТФ* **66** 801 (1974); Braginskii V B et al. *Sov. Phys. JETP* **39** 387 (1974)
- Брагинский В Б, Руденко В Н *УФН* **100** 395 (1970); Braginskii V B, Rudenko V N *Sov. Phys. Usp.* **13** 165 (1970)
- Руденко В Н *УФН* **126** 361 (1978); Rudenko V N *Sov. Phys. Usp.* **21** 893 (1978)
- Шил М А, Торн К С *УФН* **184** 367 (2014); Scheel M A, Thorne K S *Phys. Usp.* **57** 342 (2014)
- Abbott B P et al. *Astrophys. J.* **826** L13 (2016); arXiv:1602.08492
- Connanughton V et al. *Astrophys. J.* **826** L6 (2016); arXiv:1602.03920
- Новиков И Д, Фролов В П *УФН* **171** 307 (2001); Novikov I D, Frolov V P *Phys. Usp.* **44** 291 (2001)
- Горбунов Д С, Рубаков В А *Введение в теорию ранней Вселенной: Космологические возмущения. Инфляционная теория* (М.: КРАСАНД, 2010); Пер. на англ. яз.: Gorbunov D S, Rubakov V A *Introduction to the Theory of the Early Universe: Cosmological Perturbations and Inflationary Theory* (Singapore: World Scientific, 2011)
- Гришук Л П *ЖЭТФ* **67** 825 (1974); Grishchuk L P *Sov. Phys. JETP* **40** 409 (1975)
- Старобинский А А *Письма в ЖЭТФ* **30** 719 (1979); Starobinskii A A *JETP Lett.* **30** 682 (1979)
- Wheeler J A *Geometrodynamics* (New York: Academic Press, 1962)
- Зельдович Я Б, Новиков И Д *Релятивистская астрофизика* (М.: Наука, 1967); Пер. на англ. яз.: Zel'dovich Ya B, Novikov I D *Relativistic Astrophysics* (Chicago, Ill.: Univ. of Chicago Press, 1971, 1983)
- Frolov V P, Novikov I D *Black Hole Physics: Basic Concepts and New Developments* (Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 1998)
- Мироновский В Н *Астрон. журн.* **42** 977 (1965); Mironovskii V N *Sov. Astron.* **9** 752 (1966)
- Черепашук А М *Тесные двойные звёзды* Ч. 1, 2 (М.: Физматлит, 2013)
- Schatsman E *Ann. Astrophys.* **25** 18 (1962)
- Kraft R P, Mathews J, Greenstein J L *Astrophys. J.* **136** 312 (1962)
- Paczynski B *Astrophys. J.* **214** 812 (1977)
- Тутуков А В, Юнгельсон Л Р *Астрон. журн.* **57** 1266 (1980); Tutukov A V, Yungelson L R *Sov. Astron.* **24** 729 (1980)
- Hulse R A, Taylor J H *Astrophys. J.* **195** L51 (1975)
- Weisberg J M, Taylor J H, in *Radio Pulsars, 26-29 August 2002, Crete, Greece* (ASP Conf. Proc., Vol. 302, Eds M Bailes, D J Nice, S E Thorsett) (San Francisco, Calif.: Astronomical Society of the Pacific, 2003) p. 93
- Lyne A G et al. *Science* **303** 1153 (2004)
- Stairs I H et al. *Astrophys. J.* **581** 501 (2002)
- Antoniadis J et al. *Science* **340** 448 (2013)
- Масевич А Г, Тутуков А В *Эволюция звёзд: теория и наблюдения* (М.: Наука, 1988)
- Van den Heuvel E P J, Heise J *Nature Phys. Sci.* **239** 67 (1972)
- Тутуков А В, Юнгельсон Л Р *Научные информации Астросовета АН СССР* (27) 70 (1973)
- Корнилов В Г, Липунов В М *Астрон. журн.* **60** 248 (1983); Kornilov V G, Lipunov V M *Sov. Astron.* **27** 163 (1983)
- Lipunov V M, Postnov K A, Prokhorov M E *Astrophys. Space Phys.* **310** 489 (1996); *The Scenario Machine: Binary Star Population Synthesis* (Ed. R A Sunyaev) (Amsterdam: Harwood Acad. Publ., 1996)
- Lipunov V M, Postnov K A, Prokhorov M E *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **288** 245 (1997)
- Черепашук А М *УФН* **184** 387 (2014); Cherepashchuk A M *Phys. Usp.* **57** 359 (2014)
- Gies D R, in *A Massive Star Odyssey. From Main Sequence to Supernova, Proc. IAU Symp., No. 212, 24-28 June 2001, Spain* (Eds

- K A van der Hucht, A Herrero, C Esteban) (San Francisco, Calif.: Astronomical Society of the Pacific, 2003) p. 91
37. Crowther P A et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **408** 731 (2010)
 38. Davies B, Oudmaijer R D, Vink J S *ASP Conf. Ser.* **355** 173 (2006)
 39. Cherepashchuk A M, Khaliullin Kh F, Eaton J A *Astrophys. J.* **281** 774 (1984)
 40. Moffat A F J et al. *Astrophys. J.* **334** 1038 (1988)
 41. Черепашчук А М *Астрон. журн.* **67** 955 (1990); Cherepashchuk A M *Sov. Astron.* **34** 481 (1990)
 42. Черепашчук А М *Астрон. журн.* **78** 145 (2001); Cherepashchuk A M *Astron. Rep.* **45** 120 (2001)
 43. Thorne K S, Zytkow A N *Astrophys. J.* **212** 832 (1977)
 44. Levesque E M et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **443** L94 (2014)
 45. Casares J, Jonker P G *Space Sci. Rev.* **183** 223 (2014)
 46. Абубекеров М К, Антохина Э А, Богомазов А И, Черепашчук А М *Астрон. журн.* **86** 260 (2009); Abubekеров М К, Antokhina E A, Bogomazov A I, Cherepashchuk A M *Astron. Rep.* **53** 232 (2009)
 47. Богомазов А И *Астрон. журн.* **91** 180 (2014); Bogomazov A I *Astron. Rep.* **58** 126 (2014)
 48. Silverman J M, Filippenko A V *Astrophys. J.* **678** L17 (2008)
 49. Laycock S G T, Cappallo R C, Moro M J *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **446** 1399 (2015)
 50. Nazin S N, Postnov K A *Astron. Astrophys.* **303** 789 (1995)
 51. Черепашчук А М *УФН* **173** 345 (2003); Cherepashchuk A M *Phys. Usp.* **46** 335 (2003)
 52. Bagaev S N et al. *Rev. Sci. Instrum.* **85** 065114 (2014)
 53. Abbot B P et al. *Phys. Rev. Lett.* **116** 241103 (2016)

Discovery of gravitational waves: a new chapter in black hole studies

A.M. Cherepashchuk

Lomonosov Moscow State University, Sternberg Astronomical Institute,
Universitetskii prosp. 13, 119991 Moscow, Russian Federation
E-mail: cherepashchuk@gmail.com

With the discovery of gravitational waves, a new space information channel has become available to scientists, and a new field of science, nonlinear dynamics of curved space-time (geometrodynamics for short) has been provided with an observational basis. The observation of gravitational waves is particularly interesting for understanding the nature of black holes. The observation of the last ring down stage during a binary black hole merger can in principle provide evidence for the existence of an event horizon for the newly formed black hole. The discovery of gravitational waves opens new possibilities for the massive discovery and investigation of new black holes in highly evolved binaries.

Keywords: gravitational waves, black holes, binary stars, geometrodynamics, evolution, coalescence of black holes

PACS numbers: **04.30. – w**, 97.60.Lf, **97.80. – d**

Bibliography — 53 references

Received 29 March 2016

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **186** (9) 1001 – 1010 (2016)

Physics – Uspekhi **59** (9) (2016)

DOI: 10.3367/UFNr.2016.03.037819

DOI: 10.3367/UFNe.2016.03.037819