

УДК 524.882:530.122.1

# ИССЛЕДОВАНИЕ ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН GW150914 И GW170104 КАК РЕЗУЛЬТАТА СЛИЯНИЯ ЧЕРНЫХ ДЫР

© 2024 Г. Мэтью<sup>1\*</sup>, П. Г. Луи Фробель<sup>2</sup><sup>1</sup>Колледж Махараджа, Эрнакулам, Керала, 682011 Индия<sup>2</sup>Колледж Святого Альберта, Эрнакулам, Керала, 682018 Индия

Поступила в редакцию 18 января 2024 года; после доработки 9 апреля 2024 года; принята к публикации 25 апреля 2024 года

Гравитационные волны представляют собой «рябь» в пространстве–времени, вызванную одними из самых мощных и энергетичных процессов во Вселенной. Исследование гравитационных волн GW150914 и GW170104 основано на анализе данных о деформации, полученных от детектора гравитационных волн LIGO. Проведенный анализ соответствует опубликованным результатам по этой теме. Обнаружено, что в обеих системах источником генерации гравитационных волн является взаимодействие сближающихся по спирали черных дыр (ЧД), которые очень близко подошли друг к другу перед слиянием. Мы рассмотрели различные свойства этих систем, такие как чирп-масса, коэффициент компактности, расстояние по светимости, эксцентриситет, красное смещение и спин, и по этим данным определили природу этих систем.

Ключевые слова: физика черных дыр — гравитационные волны

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Гравитационные волны (ГВ) — это возмущения в кривизне пространства–времени, которые создаются массами, движущимися с ускорением, и распространяются от их источника как волны со скоростью света (Preskill and Thorne, 1995; Feunman et al., 2018). Ученые LIGO<sup>1</sup> выделили четыре типа ГВ<sup>2</sup> на основании их происхождения: непрерывные, от слияния компактных двойных систем, стохастические и всплесковые.

В настоящее время наблюдения гравитационных волн являются эффективным методом изучения Вселенной. Хотя Эйнштейн предсказал ГВ еще в 1916 году, первое доказательство их существования появилось только в 1974 году, когда Джозеф Хутон Тейлор младший и его аспирант Рассел Алан Халс нашли подтверждение реальности гравитационных волн. Однако наблюдение Халсом и Тейлором двойного пульсара PSR 1913+16 (Hulse and Taylor, 1975) явилось только косвенным доказательством их существования (Abbott et al., 2016).

Позднее, 14 сентября 2015 года, усовершенствованная гравитационно–волновая обсерватория LIGO (Advanced Laser Interferometer Gravitational

Wave Observatory) зафиксировала первую гравитационную волну GW150914 (Abbott et al., 2016). В настоящее время LIGO состоит из трех детекторов: один расположен в Ливингстоне (штат Луизиана), другой — на площадке Ханфорда в Ричленде (штат Вашингтон), а третий (ранее установленный как второй детектор в Ханфорде) — в Индии, но еще не введен в эксплуатацию. LIGO представляет собой интерферометр Майкельсона в форме буквы «L» с четырехкилометровыми плечами. Когда гравитационная волна проходит через детектор, одно из плеч удлиняется, а другое сокращается, что позволяет зарегистрировать ГВ. Помимо LIGO, всемирная сеть наблюдения за гравитационными волнами включает и другие детекторы: Advanced Virgo в Италии и GEO 600 в Германии. Кроме того, Япония работает над присоединением своего детектора KAGRA к глобальной сети в следующем году. На момент события GW150914 только детекторы LIGO были в режиме наблюдения. Детектор Virgo был на модернизации, а GEO 600 хоть и работал, но не в режиме наблюдения и при недостаточной чувствительности для обнаружения этого события.

В данном исследовании мы анализировали гравитационную волну GW150914 с помощью простого подхода, не углубляясь в вычислительные детали. Сигнал GW150914 довольно сильный, что позволяет изучать его источник путем непосредственного анализа данных о деформации без привлечения какого-либо волнового режима (Kokkotas,

\*E-mail: mathew.gishamol@maharajas.ac.in

<sup>1</sup>Лазерно-интерферометрическая гравитационно-волновая обсерватория (<https://www.ligo.caltech.edu/>)<sup>2</sup><https://www.ligo.caltech.edu/page/gw-sources>

2002; Abbott et al., 2017a). При анализе схожей гравитационной волны GW170104 такого метода недостаточно. В обоих случаях было установлено, что источником являются сблизившиеся черные дыры, в результате слияния которых образуется одна ЧД (Woosley, 2016). Чтобы получить полную информацию об источнике, было необходимо прибегнуть к традиционным методикам, включающим численные методы теории относительности и моделирование формы волны (Kokkotas, 2002; Abbott et al., 2017a).

Сигнал гравитационных волн от слияния двух черных дыр имеет форму «чирпа» (Schutz and Ricci, 2001), то есть его частота и амплитуда увеличиваются в процессе сближения ЧД по спирали. Амплитуда сигнала достигает максимума в момент слияния, после чего быстро убывает, по мере того, как образовавшаяся ЧД приходит в состояние равновесия (Schutz, 1994; Rubbo et al., 2007; Yunes et al., 2016). Черная дыра — это область пространства–времени, где силы гравитации настолько велики, что ни частицы, ни даже электромагнитное излучение — ничто не может из нее выбраться. Граница ЧД называется ее горизонтом событий, а радиус, связанный с горизонтом событий, называется радиусом Шварцшильда и определяется следующим образом:

$$r_{\text{sch}}(m) = \frac{2Gm}{c^2} = 2.95 \left( \frac{m}{M_{\odot}} \right), \quad (1)$$

где  $m$  — масса ЧД,  $M_{\odot}$  — масса Солнца,  $G$  — гравитационная постоянная, а  $c$  — скорость света. Согласно общей теории относительности, ЧД образуется, когда масса сжимается до своего радиуса Шварцшильда. Поскольку ЧД не в состоянии покинуть даже свет, при изучении ЧД мы не можем полагаться на обычные методы. Однако возможно использовать для этой цели ГВ.

## 2. АНАЛИЗ ДАННЫХ ДЕФОРМАЦИИ GW150914

Исследование мы начали с построения графика данных о деформации, связанных с GW150914 (см. рис. 1). Временные ряды этих измерений деформации доступны для каждого события в GWOSC<sup>3</sup>. Для нашего исследования мы использовали временной ряд, центрированный на 32 с, с частотой дискретизации 4096 отсчетов в секунду (samples per second).

С помощью метода Уэлча (Welch, 1967) строится спектральная плотность мощности (PSD)<sup>4</sup>.

<sup>3</sup><https://www.gw-openscience.org/>

<sup>4</sup>Взятие средних значений квадратов быстрого преобразования Фурье (БПФ).

Корни PSD — амплитуды спектральной плотности (ASD) — для GW150914 приведены на рис. 2.

Это позволяет оценить эквивалентный уровень шума деформации детекторов в зависимости от частоты, который ограничивает способность детекторов обнаруживать сигналы. Мы можем вычислить среднеквадратичный (rms) уровень шума деформации в определенном частотном диапазоне, интегрируя квадраты ASD по этому диапазону и извлекая из этого значения квадратный корень. На графике можно наблюдать сильные линии инструментального происхождения. Флуктуации шума значительно выше на низких и высоких частотах, а также около спектральных линий, что приводит к приблизительно равномерному минимуму в диапазоне частот от 80 до 300 Гц.

Чтобы получить информацию о наблюдаемой гравитационной волне, необходимо очистить данные, подавляя дополнительный шум, и применить полосовой фильтр, который выделяет сигналы в определенном диапазоне частот, соответствующий чувствительной полосе оборудования LIGO (35–350 Гц). Кроме того, применяется фильтр с подавлением полосы, который удаляет шум на известных частотах инструментального происхождения. После обработки таким образом полученные данные о деформации  $h(t)$  представлены на рис. 3.

Хотя форма сигнала в обоих детекторах примерно одинакова, нам пришлось сместить данные из детектора L1 на 7 мс чтобы выровнять их с данными из детектора H1. Источник гравитационной волны расположен практически в направлении, соединяющем детекторы H1 и L1, поэтому сигнал достигает детектора L1 всего лишь на 7 мс раньше. Форма волны сигнала показывает, что его амплитуда сначала увеличивается, достигает максимума, а затем быстро снижается. Таким образом, сигнал колеблется от низкой частоты до высокой, а затем затухает до уровня шума. Поведение сигнала во времени и частоте может быть изучено с помощью Q-преобразования, которое переводит временные ряды в частотную область. На рис. 3 изображено это преобразование. Мы можем наблюдать, что частота сигнала постепенно увеличивается с 35 до 250 Гц с пиковой амплитудой деформации, равной  $1 \times 10^{-21}$ . Этот прирост частоты теперь ясно виден.

### 2.1. Оценка частоты при максимальной амплитуде деформации ( $f_{\text{GW}_{\text{max}}}$ )

Волнообразный график на рис. 4 четко показывает осцилляции, которые могут быть обусловлены движением или взаимодействием массивных объектов в космическом пространстве (колеблющимися массами или массой).

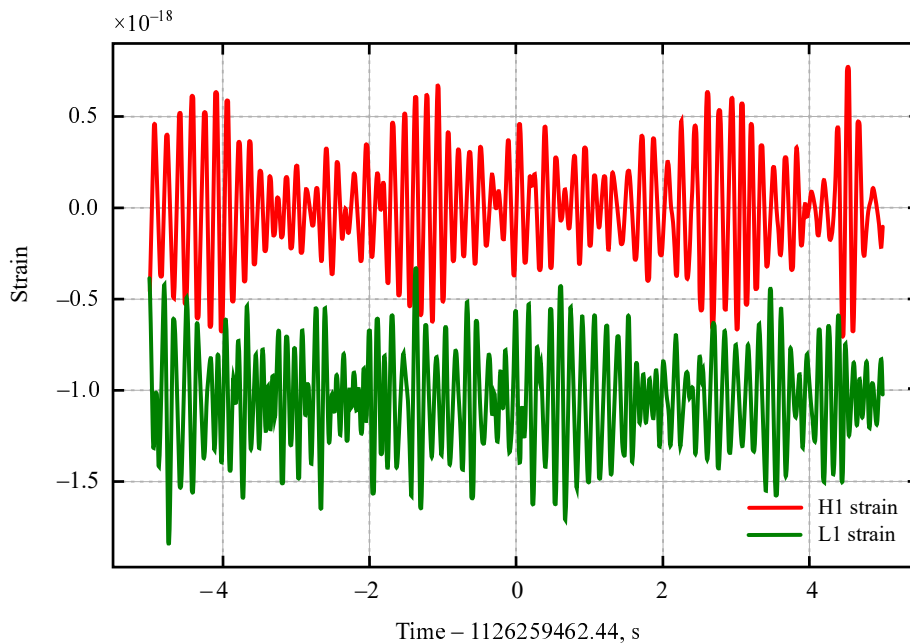


Рис. 1. Данные о деформации: временные ряды для GW150914.

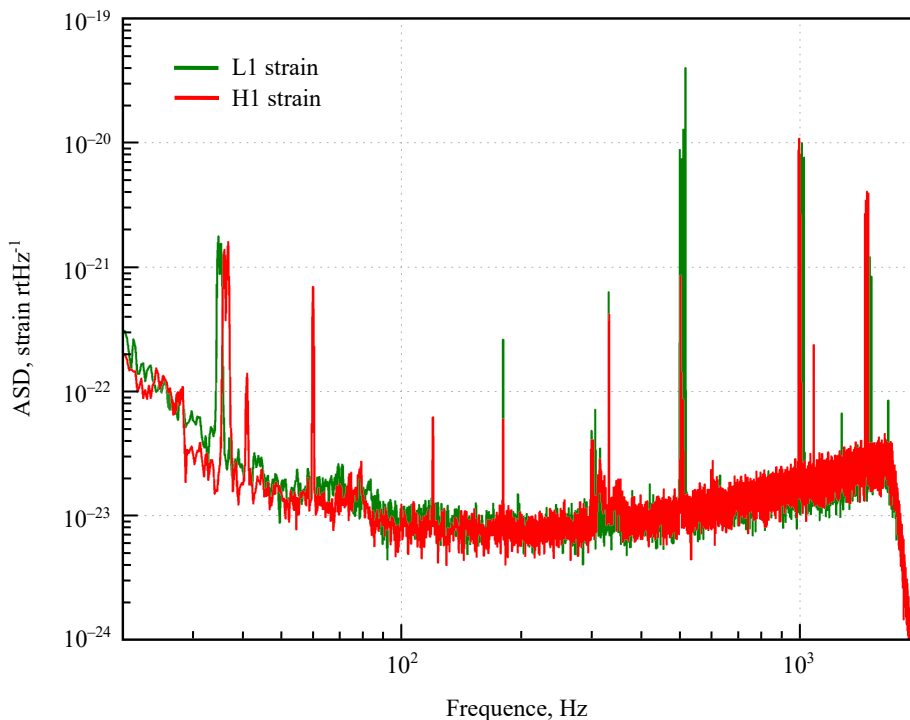


Рис. 2. Данные о деформации: ASD (амплитуды спектральной плотности) для GW150914.

Такое поведение не может быть вызвано простым возвращением системы к устойчивому равновесию, поскольку осцилляции вокруг равновесия обычно характеризуются приблизительно постоянными частотами и убывающими амплитудами. Наблюдаемое увеличение частоты и амплитуды гравитационных волн указывает на то, что в этот момент колебательная частота источника увеличи-

вается более чем на 0.15 с, сигнал возрастает по частоте и амплитуде примерно на восемь циклов от 35 до 150 Гц. Затем частоту, при которой волнообразный график имеет максимальную амплитуду, можно определить либо с помощью нулевых пересечений вокруг пика графиков на рис. 3, либо по ярчайшей точке на на рис. 4. Мы можем принять консервативное (нижнее) значение для  $f_{\text{GW}_{\text{max}}}$  как

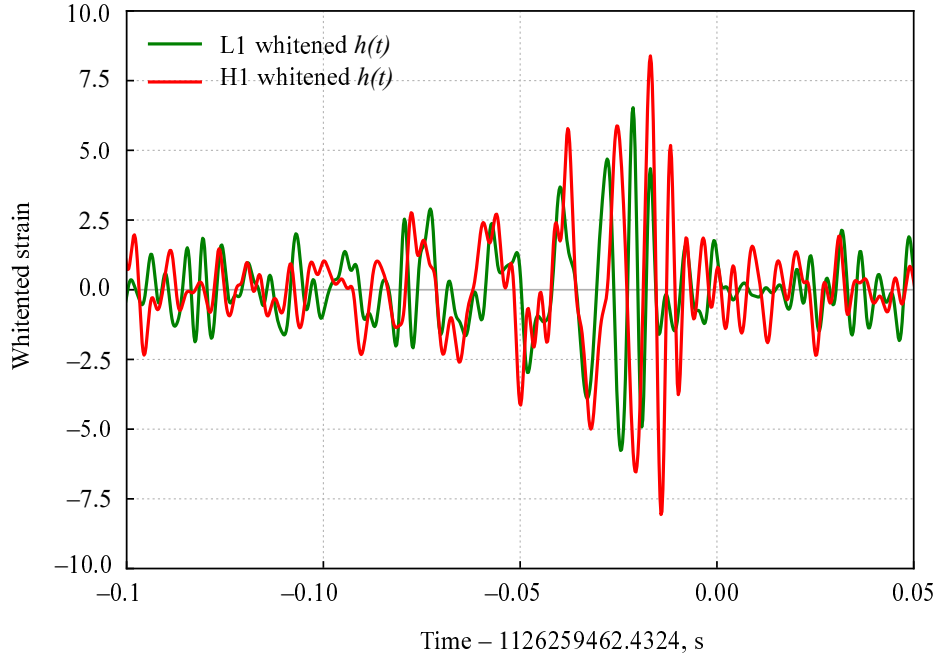


Рис. 3. Очищенные данные о деформации для события GW150914.

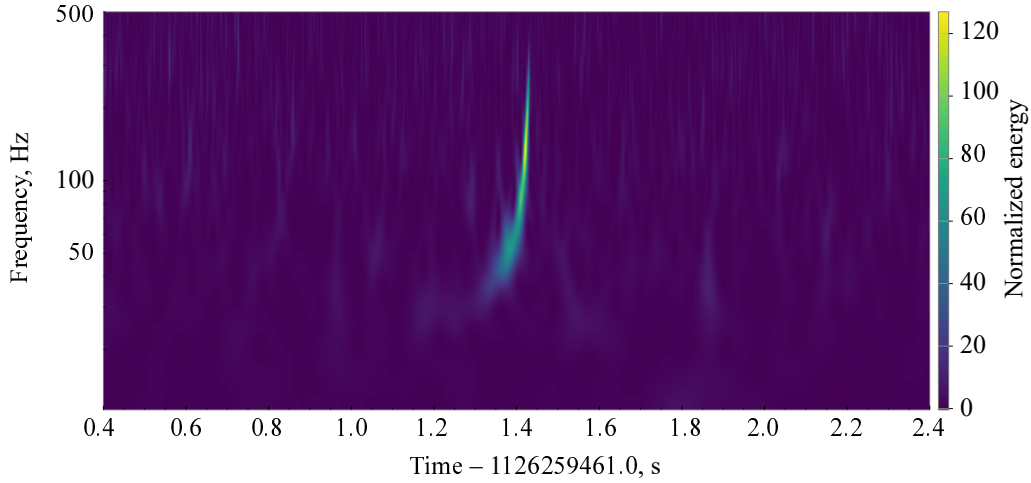


Рис. 4. Q-преобразование.

150 Гц. Наблюдаемые данные могут быть связаны с телами, вращающимися относительно друг друга по орбите (в первом приближении по законам Кеплера) с угловой частотой

$$\omega_{\text{кепmax}} = \frac{2\pi f_{\text{GWmax}}}{2} = 150\pi \text{ Гц.} \quad (2)$$

### 2.2. Оценка чирп-массы

Общая масса для двойной системы задается формулой:  $M = m_1 + m_2$  (где  $m_1$  и  $m_2$  — массы компонентов). Приведенная масса определяется как  $\mu = m_1 m_2 / M$ . Мы также можем найти отношение масс как  $q = m_1 / m_2$ , предположив, что

$m_1 \geq m_2$ , так что  $q \geq 1$ . Для анализа гравитационных волн от двойной системы целесообразно ввести показатель массы — чирп-массу:

$$\mu = \frac{(m_1 m_2)^{3/5}}{(m_1 + m_2)^{1/5}}. \quad (3)$$

Используя законы движения Ньютона, универсальный закон всемирного тяготения Ньютона и квадрупольную формулу Эйнштейна для светимости гравитационных волн от системы, можно вывести простую формулу, связывающую частоту излучаемых гравитационных волн и ее производную по

времени с чирп-массой:

$$\mu = \frac{c^3}{G} \left( \left( \frac{5}{96} \right)^3 \pi^{-8} (f_{\text{GW}})^{-11} (\dot{f}_{\text{GW}})^3 \right)^{1/5}, \quad (4)$$

где  $\dot{f}_{\text{GW}}$  — это скорость изменения частоты, оцениваемая путем проведения касательной к графику деформаций от гравитационных волн, который изображен на рис. 4.

Далее, используя частоту и ее производную по времени в любой момент  $t$ , мы можем найти значение чирп-массы непосредственно из данных. Проинтегрируем уравнение (4), получаем выражение, не содержащее производную  $\dot{f}_{\text{GW}}$ :

$$f_{\text{GW}}^{-8/3} = \frac{(8\pi)^{8/3}}{5} \left( \frac{G\mu}{c^3} \right)^{5/3} (t_c - t), \quad (5)$$

где  $t_c$  — время слияния. Величина чирп-массы может быть определена по частотно-временному графику данных наблюдений гравитационных волн. Временной интервал, в течение которого виден сигнал, соответствует частотам гравитационных волн в диапазоне  $30 < f_{\text{GW}} < 150$  Гц. В пределах этого диапазона частота (время) изменяется в пять ( $1/5$ ) раз, а производная частоты — приблизительно на два порядка. Следовательно, значение чирп-массы остается постоянным с точностью до 25% (Abbott et al., 2017b).

В настоящей работе уравнение (5) используется для вычисления значения чирп-массы непосредственно по временным интервалам между пересечениями нулевого уровня в данных о деформации (рис. 4). Уравнение (5) описывает эволюцию системы как сближение по спирали. Линейная аппроксимация  $[f_{\text{GW}}^{-8/3}(t)]$  с разницей по времени  $\Delta t$  между последовательными нулевыми значениями в данных о деформации также дает оценку чирп-массы (см. уравнение (5)). Наклон аппроксимирующей линии дает значения чирп-масс  $30 M_\odot$  и  $40 M_\odot$ . Мы берем консервативную (более низкую) оценку:  $30 M_\odot$ . По рис. 5 мы также можем оценить значение приведенной чирп-массы как  $\mu \sim 30 M_\odot$ .

### 2.3. Компактность

Далее в нашем анализе мы рассматриваем двойную систему с равными массами ( $m_1 = m_2$ ). Тогда

$$m_1 = m_2 = 2^{1/5} \mu = 35 M_\odot,$$

так что общая масса

$$M = m_1 + m_2 = 70 M_\odot.$$

Предположим теперь, что объекты не вращаются и их орбиты остаются кеплеровскими и практически

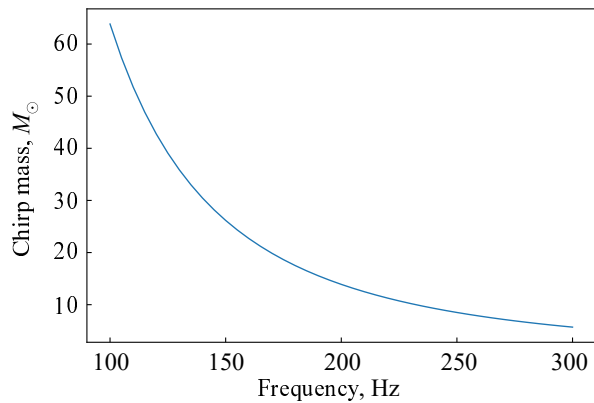


Рис. 5. Вариация чирп-массы для GW150914.

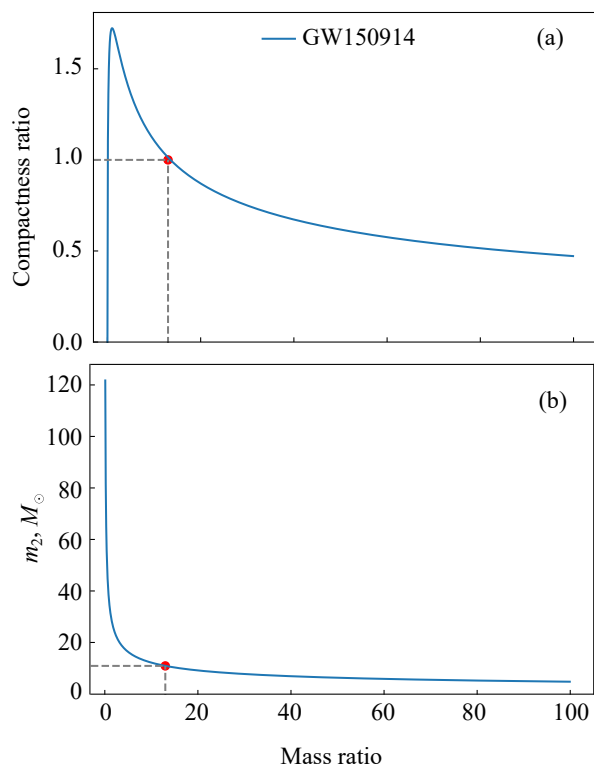


Рис. 6. Коэффициент компактности (а) и  $m_2$  (б) как функция отношения масс.

круговыми до момента пикового значения амплитуды. Тогда их орбитальное расстояние  $R$  в момент времени пика амплитуды определяется как

$$R = \left( \frac{GM}{\omega_{\text{max}}^2} \right)^{1/3}, \quad (6)$$

что является очень малой величиной по сравнению с обычными масштабами длин для звезд. Для этого требуются настолько небольшие размеры обоих тел, чтобы их столкновение и слияние не произошло до тех пор, пока они не приблизятся друг к



другу вплотную. Самые компактные из известных объектов — нейтронные звезды с радиусом около 10 км, и для двух нейтронных звезд возможно орбитальное движение без столкновений или слияний. Однако максимальная масса, которую может иметь нейтронная звезда, прежде чем она коллапсирует в ЧД, составляет около  $3 M_{\odot}$  (Abbott et al., 2016, 2017a).

В нашем случае тела массой  $m_1 = m_2 \approx 35 M_{\odot}$  имеют радиус Шварцшильда 103 км. Отношение компактности  $R_{CR}$  определяет, насколько близко находятся два объекта друг к другу по сравнению с их естественным гравитационным радиусом (Abbott et al., 2016, 2017a). Оно вычисляется как ньютоновское орбитальное расстояние между центрами объектов, деленное на сумму их наименьших возможных радиусов (как компактных объектов):

$$R_{CR} = \frac{R}{r_{sch}(M)},$$

где  $R$  — орбитальное расстояние, а  $r_{sch}(M)$  — сумма радиусов Шварцшильда компонентов системы. На момент времени, близкий к пиковой амплитуде, орбитальное расстояние между компонентами составляет 350 км (выражение (6)). Таким образом, если нет вращения, орбита круговая и массы одинаковы:

$$R_{CR} = R_{r_{sch}}(M) = 350/206 \approx 1.7.$$

При условии круговой орбиты, равных масс и отсутствия вращения можно заключить, что в ходе эволюции орбита, соответствующая сигналу GW150914, разрушается, когда расстояние между объектами достигает порядка радиуса ЧД (отношение компактности  $R_{CR}$  порядка 1), а значит, объекты являются в высокой степени компактными.

#### 2.4. Достоверность предположений

При рассмотрении некруговой орбиты с эксцентриситетом  $e > 0$   $R$  будет соответствовать скорее большой полуоси, а не орбитальному расстоянию. Мгновенное орбитальное расстояние  $r_{sep}$  ограничено сверху значением  $R$  и снизу точкой ближайшего подхода (перицентром),

$$r_{sep} \geq (1 - e)R.$$

Так что условие компактности в случае вытянутых орбит является еще более жестким (коэффициент компактности  $R_{CR}$  меньше).

Как можно заметить, в системах с неравными массами отношение компактности  $R_{CR}$  уменьшается, что влечет за собой более высокую общую массу для наблюдаемого значения чирп-массы. Это можно пояснить, выразив массы компонентов и

общую массу через чирп-массу  $\mu$  и отношение масс  $q$  как:

$$m_1 = \mu(1 + q)^{1/5} q^{2/5}, \quad (7)$$

$$m_2 = \mu(1 + q)^{1/5} q^{-3/5}, \quad (8)$$

$$M = \mu(1 + q)^{6/5} q^{-3/5}. \quad (9)$$

Тогда коэффициент компактности  $R_{CR}$ , который представляет собой отношение орбитального расстояния  $R$  к сумме собственных радиусов Шварцшильда двух компонентов системы,

$$r_{sch}(M) = r_{sch}(m_1) + r_{sch}(m_2),$$

дается выражением:

$$R_{CR} = \frac{c^2}{2(\pi f_{GW} G \mu)^{2/3}} \frac{q^{2/5}}{(1 + q)^{4/5}}. \quad (10)$$

Изменение компактности системы в зависимости от отношения масс компонентов системы  $q$  показано на рис. 6а. При отношении масс  $q > 1$  компактность уменьшается. Это означает, что расстояние между объектами меньше, чем сумма их радиусов Шварцшильда. Таким образом, система с неравными массами является более компактной, чем система с равными массами для заданных чирп-массы и орбитальной частоты. Также можно заметить, что до  $q \approx 13$  система настолько компактна, что находится в пределах радиуса Шварцшильда объединенной массы двух тел. В этих пределах масса менее массивного объекта может превышать или быть равной  $11 M_{\odot}$ , что примерно в три раза больше предельной массы нейтронной звезды, и, следовательно, ожидается, что оба тела являются ЧД (Abbott et al., 2017b).

Если предположить, что объекты не вращаются, то наименьший радиус, который они могут иметь, не становясь ЧД, — это их радиус Шварцшильда. При допущении, что у объектов есть вращение (они имеют угловой момент), этот радиус будет меньше в два раза и равен предельному радиусу черной дыры Керра (Abbott et al., 2017b):

$$r_{ЕК}(M) = \frac{1}{2} r_{sch}(M) = \frac{GM}{c^2}. \quad (11)$$

Суммируя радиусы, соответствующие двум массам, определим нижний предел расстояния между двумя соседними объектами, не являющимися черными дырами, общей массой  $M$  как

$$\begin{aligned} r_{ЕК}(m_1) + r_{ЕК}(m_2) &= \frac{1}{2} r_{sch}(M) = \frac{GM}{c^2} \\ &\approx 1.5 \left( \frac{M}{M_{\odot}} \right) \text{ km}. \end{aligned} \quad (12)$$

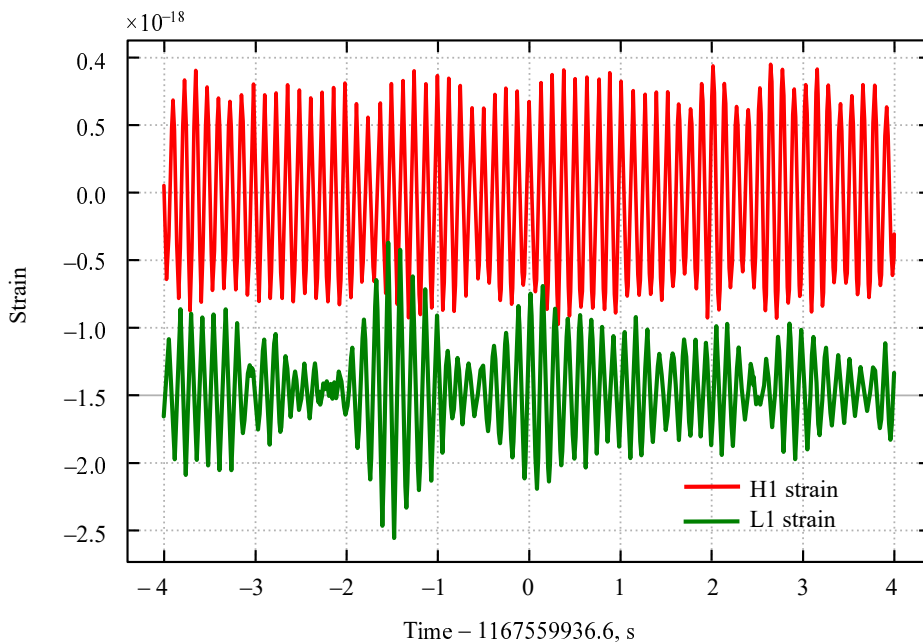


Рис. 7. Частотно-временной ряд деформации для GW170104.

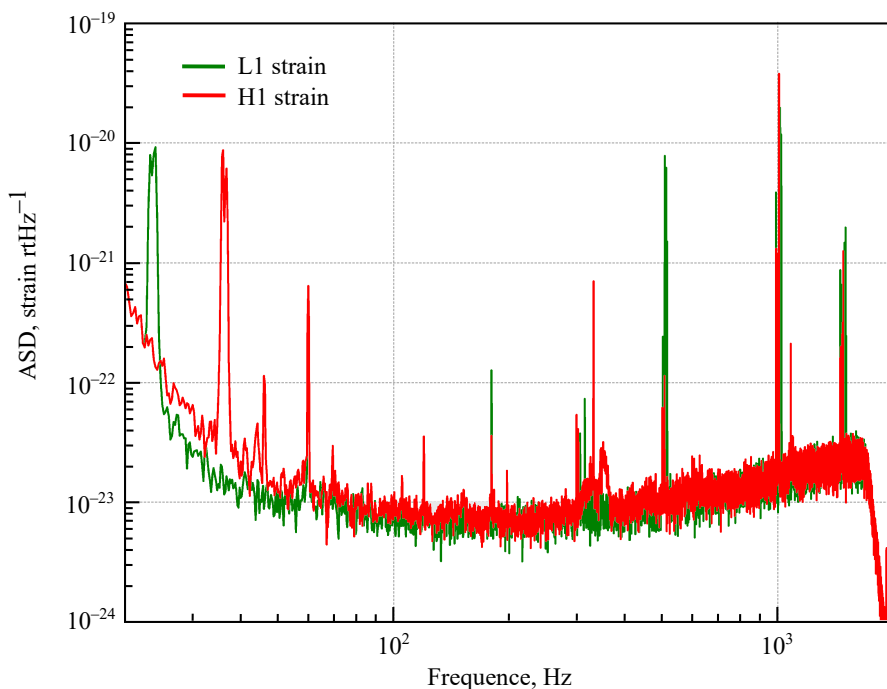


Рис. 8. Амплитуда спектральной плотности для события GW170104.

Также возможно определить коэффициент компактности с использованием  $r_{\text{ЕК}}$  вместо  $r_{\text{sch}}$ , который будет больше (максимум вдвое), чем для невращающихся объектов. При наличии эксцентриситета и вращения для равных масс орбитальное отношение компактности принимает вид:

$$R_{\text{CR}} = \frac{r_{\text{sep}}}{r_{\text{ЕК}}(M)} = \frac{R(M)}{r_{\text{ЕК}}(M)} = \frac{c^2}{(2^{6/5} \pi G \mu f_{\text{max}})^{2/3}}, \quad (13)$$

где  $\mu = 30 M_{\odot}$  и  $f_{\text{GWmax}} = 150$  Гц. Получаем, что эти объекты будут очень компактными, с внешними радиусами, меньшими, чем радиусы Керра и Шварцшильда в 3.4 и 1.7 раза соответственно. Поскольку коэффициент компактности  $R_{\text{CR}}$  уменьшается с увеличением отношения масс  $q$ , наложение ограничения на коэффициент компактности в виде  $R_{\text{CR}} \geq 1$  определяет предел на максимально возможное  $q$  и, значит, для неравных масс макси-

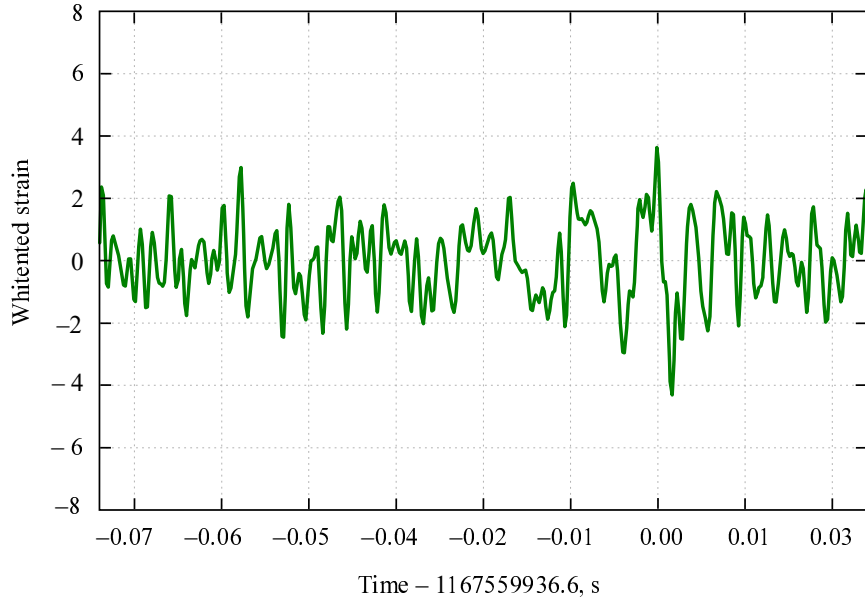


Рис. 9. Очищенные данные о деформации для события GW170104.

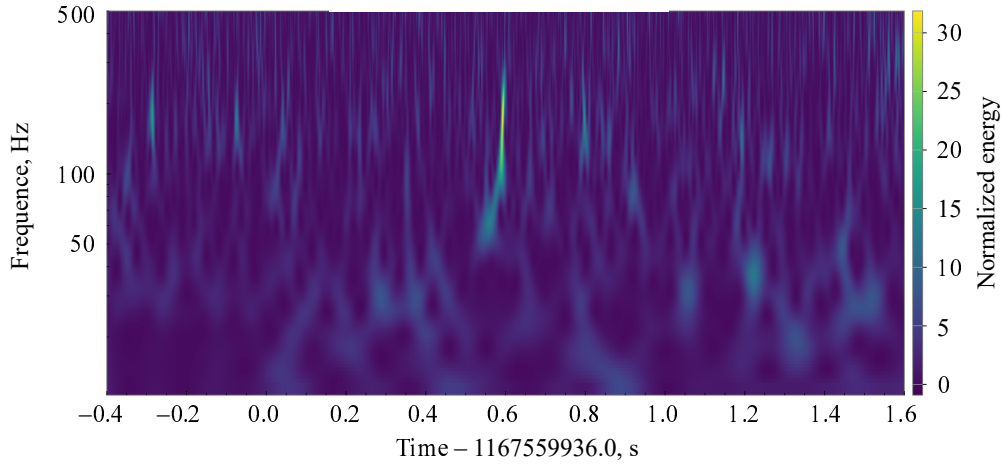


Рис. 10. Q-преобразование для GW170104.

мальная общая масса  $M_{\max}$  :

$$\frac{M_{\max}}{\mu} \approx 3.4^{3/2} \times 2^{6/5} \approx 14.4, \quad (14)$$

то есть для GW 150914  $M_{\max} = 432 M_{\odot}$  ( $q \approx 83$ ), следовательно, меньшая масса должна быть не менее  $5 M_{\odot}$ , что значительно превышает предельную массу нейтронной звезды. Таким образом, как и в случае равных масс и отсутствия вращения, мы приходим к выводу, что оба объекта должны быть ЧД.

### 3. АНАЛИЗ ДАННЫХ ДЕФОРМАЦИИ ДЛЯ GW170104

Для анализа данных гравитационной волны GW170104, представленных на рис. 7–10, применяется тот же метод, что и для гравитационной

волны GW150914. Из данных о деформации ясно, что рассматриваемая система представляет собой компактную двойную систему. Частота  $f_{\text{GW}_{\max}}$  определена как 160 Гц. Форма волны такова, что амплитуда сначала увеличивается, достигая максимума, а затем быстро падает. Таким образом, сигнал осциллирует от низкой частоты к высокой, а затем затухает до уровня шума. Изменение частоты со временем можно изучить, применяя Q-преобразование, которое переводит последовательность данных в частотную область. На рисунках видно, что частота сигнала постепенно увеличивается от 35 до 250 Гц, достигая максимальной амплитуды  $1 \times 10^{-21}$ . По рис. 10 и 11 мы можем оценить чирп-массу, она  $\mu = 21.4 M_{\odot}$ . Здесь мы также используем уравнение (5) для



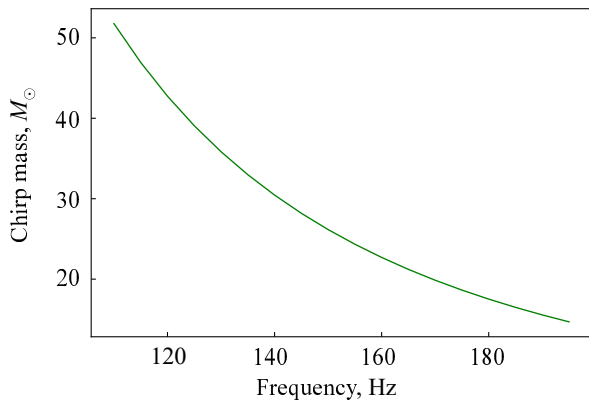


Рис. 11. Изменения чирп-массы для GW170104.

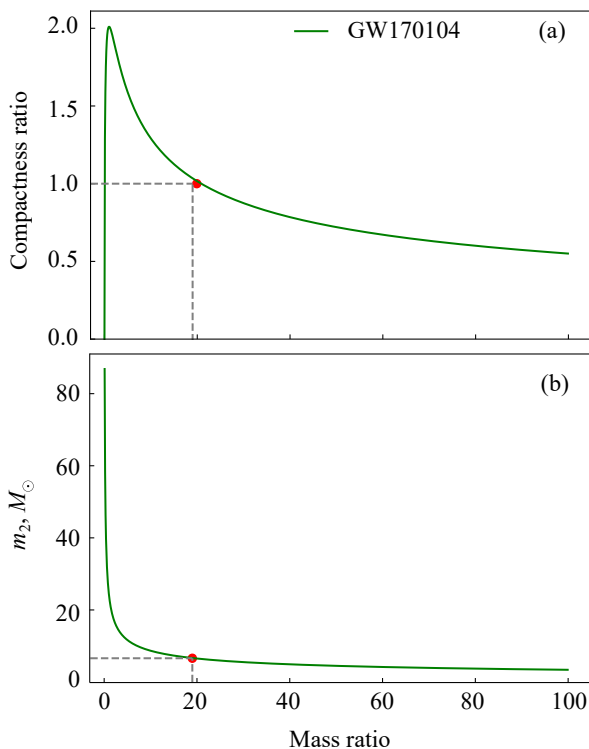


Рис. 12. Изменения коэффициента компактности (а) и  $m_2$  (б) в зависимости от отношения масс.

вычисления чирп-массы, как непосредственно по интервалам между точками пересечения нуля в данных (рис. 9)??, так и по линейной аппроксимации  $[f_{\text{GW}}^{-8/3}(t)]$  с временными разностями  $\Delta t$  между последовательными нулевыми значениями данных о деформации. Для чирп-массы мы принимаем консервативную нижнюю оценку:  $21.4 M_{\odot}$ . Рисунок 11 надежно подтверждает оценку диапазона чирп-массы, и ??эти допущения становятся недействительными?? при частоте гравитационной волны выше  $f_{\text{GW}_{\text{max}}}$ , поскольку амплитуда перестает расти. При одинаковых массах и круговых орбитах система оказывается очень компактной ( $R_{\text{CR}} = 2$ ).

При снятии ограничения на одинаковые массы (то есть, если допустить разные массы объектов в системе) можно наблюдать, что наименьшая масса составляет  $m_2 = 6.66 M_{\odot}$  при  $q = 19$  ( $R_{\text{CR}} = 1$ ), что значительно превышает массу нейтронной звезды. Это также явно видно на рис. 12.

В случае вращающихся компонентов равных масс с некруговыми орбитами отношение компактности  $R_{\text{CR}}$  становится равным 2.7. Если ограничить значение  $R_{\text{CR}}$  таким образом, чтобы  $R_{\text{CR}} \geq 1$ , то максимально возможное значение  $q$  достигает 46, а максимальная общая масса —  $220 M_{\odot}$ . Это означает, что меньшая масса должна быть как минимум  $4.7 M_{\odot}$ . Для волны GW150914 мы можем заключить, что оба объекта должны быть ЧД.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы изучили данные о деформациях GW150914 и GW170104, для того чтобы получить информацию об их физическом происхождении. Показано, что обе системы породили ГВ при взаимодействии двух ЧД, которые, двигаясь по спирали, очень близко подошли друг к другу перед слиянием. Далее каждая система стабилизируется, вероятно, превратившись в одиночную ЧД. Для понимания физических процессов, приведших к образованию ГВ, мы использовали понятия компактности (степень сжатия), чирп-массы (характеристика массы системы) и частоты максимальной амплитуды деформации. Для более точного анализа данных и определения природы объектов (черные дыры или нейтронные звезды) требуется применение более сложных моделей волнового сигнала и численных методов анализа, особенно в случае, когда массы объектов слишком малы для того, чтобы отличить черные дыры от нейтронных звезд.

#### БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность руководству Колледжеской Махараджа и Святого Альберта в Эр-накуламе за предоставленную поддержку и доступ к ресурсам, а также за содействие в выполнении исследовательской работы.

#### ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа финансировалась за счет бюджета учреждений. Никаких дополнительных грантов на проведение и руководство данным исследованием получено не было.

#### КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. B. P. Abbott, R. Abbott, T. D. Abbott, et al., *Physical Review Letters* **116** (6), id. 061102 (2016). DOI:10.1103/PhysRevLett.116.061102
2. B. P. Abbott, R. Abbott, T. D. Abbott, et al., *Physical Review D* **95** (6), id. 062003 (2017). DOI:10.1103/PhysRevD.95.062003
3. B. P. Abbott, R. Abbott, T. D. Abbott, et al., *Annalen der Physik* **529** (1–2), id. 1600209 (2017). DOI:10.1002/andp.201600209
4. R. P. Feynman, F. B. Morinigo, and W. G. Wagner, *Feynman Lectures On Gravitation* (CRC Press, USA, 2018).
5. R. A. Hulse and J. H. Taylor, *Astrophys. J.* **195**, L51 (1975). DOI:10.1086/181708
6. K. D. Kokkotas, *Encyclopedia of Physical Science and Technology*, Vol. 7 3rd ed., (Academic Press, San Diego, 2002), p. 67–85. DOI:10.1016/b0-12-227410-5/00300-8
7. J. Preskill and K. S. Thorne, *Feynman Lectures on Gravitation* (Addison-Wesley, New York, 1995), p. vii–xxx.
8. L. J. Rubbo, S. L. Larson, M. B. Larson, and D. R. Ingram, *American Journal of Physics* **75**, 597 (2007). DOI:10.1119/1.2721587
9. B. F. Schutz, in *Proc. 16th CERN School of Computing, L'Aquila, Italy, 1993*, Ed. by C. E. Vandoni and C. Verkerk (CERN, Geneva, 1994), p. 274.
10. B. F. Schutz and F. Ricci, in *Gravitational Waves (High Energy Physics, Cosmology and Gravitation)*, Ed. by I. Ciufolini, V. Gorini, U. Moschella, and P. Fré (IoP Publishing, Bristol, 2001), p. 11.
11. P. Welch, *IEEE Transactions on Audio and Electroacoustics* **15**, 70 (1967). DOI:10.1109/TAU.1967.1161901
12. S. E. Woosley, *Astrophys. J.* **824** (1), id. L10 (2016). DOI:10.3847/2041-8205/824/1/L10
13. N. Yunes, K. Yagi, and F. Pretorius, *Physical Review D* **94**, id. 084002 (2016). DOI:10.1103/PhysRevD.94.084002

## Study of Gravitational Waves GW150914 and GW170104 as a Black Hole Merger

G. Mathew<sup>1</sup> and P. G. Louie Frobel<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Department of Physics, Maharaja's College, Ernakulam, Kerala, 682011 India

<sup>2</sup>Department of Physics, St. Albert's College, Ernakulam, Kerala, 682018 India

Gravitational waves are “ripples” in space-time caused by some of the most violent and energetic processes in the Universe. A study of gravitational waves GW150914 and GW170104 was carried out using strain data from LIGO (Laser Interferometer Gravitational Wave Observatory). The analysis presented is consistent with the published results on the subject. It was found that both systems produced gravitational waves from a pair of inspiraling black holes that approached very closely before merging. Different properties of the systems like chirp mass, compactness ratio, luminosity distance, eccentricity, redshift, and spin parameter were studied and the nature of the system was identified from the results.

Keywords: *black hole physics—gravitational waves*