

САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
МАТЕМАТИКО-МЕХАНИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ
КАФЕДРА АСТРОФИЗИКИ

Гравитационные волны от компактных двойных и сверхновых

студента группы 591
Фесик Людмилы Евгеньевны

Санкт-Петербург, 2016

Содержание

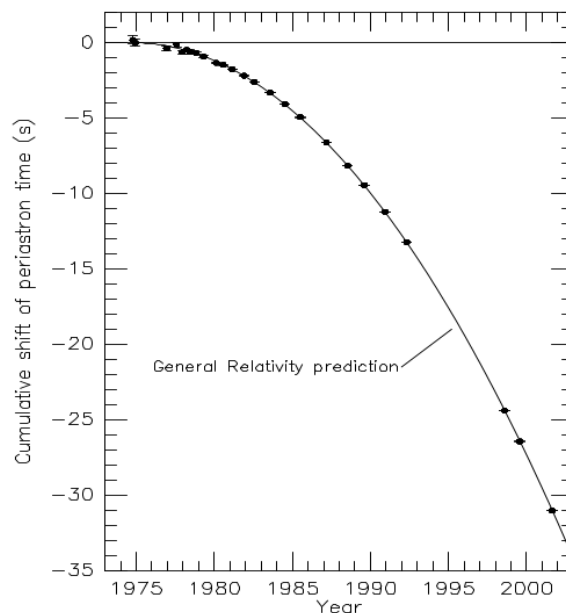
1	Введение	2
2	Природа гравитационных волн	2
3	Генерация ГВ и астрофизические источники	4
4	Источники ГВ	5
4.1	Оценка энергии источника ГВ и амплитуды принимаемой Г	5
4.2	Оценка частот ГВ и временной шкалы	6
4.3	Классификация источников ГВ	7
4.4	Слияние двух компактных объектов	7
4.4.1	Inspiral stage	7
4.5	Вспышки (Bursts)	8
4.5.1	Осесимметричный коллапс	9
4.5.2	Оценка энергии вспышки	10
5	Информация, переносимая ГВ	10
5.1	Событие GW150914	12
6	Выводы	15

1 Введение

Существование гравитационных волн, испускаемых астрофизическими объектами, предсказывается рядом теорий гравитации, в частности ОТО, полевой теорией Фейнмана.

Согласно ОТО, две звезды, вращаясь друг вокруг друга, должны излучать ГВ и, вследствие потери энергии на это излучение, их орбита должна уменьшаться. В случае, если одна из звезд в паре – пульсар, его пульсации в виде радиоволн могут быть использованы как часы для мониторинга орбитального периода. Пульсар PSR1913+16, наблюдения которого начались с 1974, когда он был открыт J. Taylor и R. Hulse, представляет из себя две нейтронные звезды, вращающиеся друг вокруг друга. В течении 25 лет после открытия проводились наблюдения и анализ [Taylor and Weisberg, 1984], [Taylor and Weisberg, 2002], которые показали что существует систематическое уменьшение периода обращения пульсара, что согласуется с теоретическими предсказаниями ОТО (рис. (1)). Таким образом, было сделано неявное доказательство существования гравитационно-волнового излучения. Работа Taylor и Hulse была удостоена Нобелевской премии в 1993.

радиус орбиты или расстояние между звездами



2 Природа гравитационных волн

В ОТО ГВ интерпретируются как «рябь» пространства-времени, распространяющаяся со скоростью света [C. Misner and Wheeler, 1970]. Поскольку гравитация нелинейна, невозможно совершенно точно отделить искривления пространства-времени, относящиеся к волне, от производимых иными объектами, такими как Луна, Земля, галактики и т.д. Однако, шкала, на которой изменяется волна – длина волны λ – почти всегда коротка по сравнению со шкалой, на которой происходят все прочие (фоновые) изменения. Это позволяет с высокой точностью выделить из тензора кривизны Римана $R_{\alpha\beta\gamma\delta}$ фоновую составляющую и волновую. Таким образом, искривление, производимое волной является быстро меняющейся разницей общей кривизны и фоновой: $R_{\alpha\beta\gamma\delta}^{GW} = R_{\alpha\beta\gamma\delta} - R_{\alpha\beta\gamma\delta}^{BG}$. Иными словами, ГВ – тензор Римана $R_{\alpha\beta\gamma\delta}^{GW}$, распространяющийся в фоновом пространстве-времени со скоростью света. Такой подход к определению ГВ был введен [Wheeler, 1955] и носит название «коротковолновое приближение» («shortwave approximation», or «two-lengthscale expansion»).

распространяется не тензор, а волна

Отдельным вопросом следует рассмотреть, что служит «фоном», на котором распространяется тензор Римана. Удобно использовать «почти» лоренцевскую систему координат – "nearly

Рис. 1: Уменьшение периода пульсара PSR1913+16 в результате излучения ГВ [Taylor and Weisberg, 2002]

Это понятно астрономам 5-го курса?

Lorentz coordinate system что есть линейная аппроксимация метрики искривленного пространства-времени $g_{\alpha\beta}$ метрикой плоского пространства-времени $\eta_{\alpha\beta}$. Это допустимо при условии, что искривление достаточно слабо: $|h_{\alpha\beta}| \ll 1$. В качестве примера, в области размером 0.01 хаббловского расстояния можно ввести такую систему координат так, что $|h_{\alpha\beta}| \leq (0.01)^2$. Для этого нужно исключить из области регионы с сильным искривлением пространства-времени – компактные массивные объекты (ЧД и нейтронные звезды).

Следующий шаг – определение собственной системы отсчета наблюдателя (proper reference frame) как пространственной «сетки» (lattice), движущейся вместе с наблюдателем вдоль его мировой линии в пространстве-времени, все узлы которой синхронизированы по времени. Предполагается, что данная сетка прямоугольная и декартова, насколько это позволяет искривление пространства и ускорение наблюдателя. Отклонения от плоской метрики в такой собственной системе бесконечно малы, поэтому наблюдая распространение ГВ с помощью детектора, размеры которого малы по сравнению с длиной волны, можно пренебречь отклонениями метрики $g_{\alpha\beta}$ от плоской $\eta_{\alpha\beta}$.

Сила, действующая на свободно-падающую частицу массы m в собственной системе отсчета будет состоять из почти постоянной силы, вызванной ускорением собственной системы отсчета плюс «приливной» силы, вызванной тензором кривизны пространства-времени R , и отклоняющей частицу на x^k . Таким образом, сила, являющаяся следствием действия ГВ, есть $F_j^{GW} = -mR_{j0k0}^{GW}x^k$. Интересно, что из наблюдений будет известна только часть его полностью.

Для удобства изучения отклонения частиц в результате прохождения ГВ вводят гравитационно-волновое поле h_{jk}^{GW} в выбранной собственной системе отсчета в следующей связке с тензором Римана:

$$\frac{\partial^2 h_{jk}^{GW}}{\partial t^2} = -2R_{j0k0}^{GW} \quad (1)$$

В предположении о свободно-падающей системе отсчета ($g_j = 0$), т.е. локально-инерциальной, единственной силой, действующей на частицу массы m и вызывающей бесконечно-малое отклонение δx^k от ее начального положения x^k , будет гравитационно-волновая сила. Тогда несложно получить следующее выражение для отклонения:

$$\delta x^j = \frac{1}{2} h_{jk}^{GW} x^k \quad (2)$$

Таким образом, h_{jk}^{GW} играет роль безразмерного «натяжения пространства» (strain) или производимое ГВ относительное отклонение частицы от ее начального положения в собственной системе координат.

Поскольку тензор Римана симметричен по парам своих компонентов, то и тензор $h_{jk}^{GW} = h_{kj}^{GW}$. Соответственно, только 6 компонент вектора будут независимы: $h_{zz}^{GW}, h_{zx}^{GW}, h_{zy}^{GW}, \frac{1}{2}(h_{xx}^{GW} + h_{yy}^{GW}), \frac{1}{2}(h_{xx}^{GW} - h_{yy}^{GW}), h_{xy}^{GW}$. Каждая из этих компонент представляет состояние поляризации ГВ. В ОТО принимаются в рассмотрение только состояния поляризации $h_+ = \frac{1}{2}(h_{xx}^{GW} - h_{yy}^{GW})$ и $h_\times = h_{xy}^{GW}$, во многих других теориях гравитации рассматриваются все 6 компонент, представленные на рис. (2) [Hawking and Israel, 1987] Каждому состоянию поляризации отвечает спин фотона, переносящий волну. Чисто продольная или поперечная волна переносится фотоном со спином 0, оба состояния поляризации продольно-поперечной волны – спином 1, и еще два состояния поперечной волны – со спином 2.

Важно отметить, что ГВ поля h_+ и h_\times не меняются при переходе между «почти» лоренцевскими системами координат, независимо от скорости СО.

3 Генерация ГВ и астрофизические источники

Рассматривая вопрос о возникновении ГВ в астрофизических источниках, в первую очередь разделяют процессы генерации и распространения волн из-за различия вычислительных задач. В результате, как это было предложено Торном [Hawking and Israel, 1987], область вокруг источника разделяется на зону генерации с радиусом r_I , локально-волновую зону, до r_O и дальнюю волновую область за этим радиусом. Принимается, что внутренний радиус r_I достаточно далек от источника $r_I \gg L$, где L – размер источника, чтобы быть в области, где гравитация слаба: $r_I \gg \lambda$, одновременно быть много больше как радиуса Шварцшильда источника $r_I \gg 2GM/c^2$, так и размеров источника: $r_I \gg L$. Внешний радиус должен достаточно отстоять от внутреннего, чтобы волна успевала пройти несколько раз; $r_O - r_I \gg \lambda$, но не настолько, чтобы красное смещение вносило бы значительный вклад в фазу волны при прохождении локальной области, а искривление внешнего пространства влияло бы на волну.

При таком выборе можно не принимать в рассмотрение «фоновое» искривление, т.е. рассматривать ГВ, распространяющиеся в локальной зоне – local asymptotic rest frame – как в плоском пространстве-времени, что значительно упрощает вычисления. Асимптотическая система покоя включает локальную волновую зону и зону распространения $r \sim \lambda$ и не включает зону сильного поля, где $r \leq GM/c^2$.

Для конкретного астрофизического источника задача генерации волн заключается в вычислении с нужной точностью динамики гравитационного поля источника в зоне генерации и вычисление как в дальнейшем волна распространяется в локально-волновой зоне.

Для вычисления генерации ГВ широко используется квадрупольный механизм («quadrupole formalism»), который был изначально выведен Эйнштейном [Einstein, 1916], [Einstein, 1918] для источников с незначительной самогравитацией и медленными внутренними движениями. В дальнейшем Ландау и Лифшицем (1941), Фоком (1959), Торном (1980) было показано, что такой подход справедлив также и для источников с сильной внутренней гравитацией. Необходимое ограничение – это небольшие внутренние движения, т.е. чтобы величина источника L была мала по сравнению с длиной волны, которую он испускает. (В некотором роде, это аналог дипольного формализма для генерации радиоволн.) Более того, квадрупольный формализм является неплохим приближением, до 2-го порядка, также и для источников с размерами, близкими к величине λ . Поскольку крайне мало астрофизических объектов, не проходящих такое условие, почти во всех ситуациях данный формализм может быть применен.

Квадрупольный механизм описывает ГВ поле в локально-волновой зоне, что является ре-

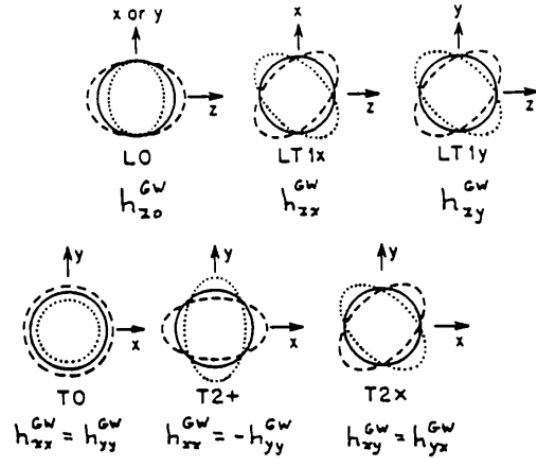


Рис. 2: Состояния поляризации ГВ [Hawking and Israel, 1987]

величина?
размер?

шением неоднородного уравнения Эйнштейна с тензором энергии-импульса источника:

$$h_{jk}^{GW} = \frac{2G}{rc^4} \frac{\partial^2}{\partial t^2} [I_{jk}(t - \tau)]^{TT} \quad (3)$$

где r – расстояние до центра источника, а t – собственное время наблюдателя в локальной асимптотической системе покоя источника, а $(t - \tau)$ – время запаздывания.

Квадрупольный момент масс источника $I_{jk}(t - \tau)$ – симметричная, бесследовая часть (SFT) второго момента плотности источника ρ , вычисленная в системе декартовых координат с центром в источнике:

$$I_{jk}(t) = \left[\int \rho(t) x^j x^k d^3x \right]^{SFT} \quad (4)$$

Значение квадрупольного момента масс хорошо известно для источника со слабой внутренней гравитацией и внутренними давлениями, когда ньютоновская гравитация является хорошей аппроксимацией ОТО внутри и рядом с источником.

В результате наличия крайне малой константы $2G/c^4 = 1.7 \times 10^{-44} s^2 kg^{-1} m^{-1}$, вторая производная квадрупольного момента источника д.б. очень большой, чтобы позволить детектирование вдали от источника, что влечет за собой рассмотрение больших масс с высокими внутренними скоростями источников. В качестве примера [Saulson, 1994], можно рассмотреть пару NS звезд, на расстоянии 15 Мпк (около центра кластера галактик Virgo) с типичными массами $1.4M_\odot$ на круговой орбите с радиусом 20 км и орбитальной частотой 400 Гц, которые будут излучать ГВ на частоте 800 Гц с амплитудой $h \sim 10^{-21}/(r/15\text{Mpc})$.

Поток энергии и угловой момент, переносимый ГВ можно получить из квадрупольной формулы (3) с использованием формулы Исааксона для тензора энергии-импульса источника. После интегрирования вдоль сферы, окружающей локально-волновую зону, получают долю излученной энергии [Einstein, 1916], [Einstein, 1918]:

$$\frac{dE^{GW}}{dt} = \frac{1}{5} \sum_{j,k} \left\langle \left[\frac{d^3 I_{jk}}{dt^3} \right]^2 \right\rangle \quad (5)$$

В частном случае поток энергии синусоидальной, линейно поляризованной ГВ с амплитудой h_+ и угловой частотой ω :

$$F = \frac{1}{32} \frac{c^3}{G} h_+^2 \omega^2 \quad (6)$$

Для волны на 100 Гц с амплитудой $h_+ = 10^{-21}$, поток $F = 1.6 \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$, что более чем в миллион раз больше величины ЭМ потока от Солнца, регистрируемого на Земле.

4 Источники ГВ

4.1 Оценка энергии источника ГВ и амплитуды принимаемой Г

Как уже обсуждалось, источниками ГВ могут быть пульсирующие звезды, пара компактных массивных объектов, вращающиеся друг вокруг друга или 2 сталкивающихся черные дыры. Однако, не любая динамика производит ГВ: только та, которая изменяет форму объекта. К примеру, сферически пульсирующая звезда, все точки поверхности которой сжимаются и

разжимаются симметрично, «излучать» ГВ не будет. Излучение ГВ будет происходить только в том случае, когда движение точек поверхности несферично, например, в то время как точки на экваторе движутся наружу, точки на полюсе – внутрь, наоборот. Энергия такого сферического движения или орбитального движения, в случае двух вращающихся объектов, связана с амплитудой гравитационно-волнового поля следующим образом:

$$h \sim \frac{G}{c^4} \frac{E_{kin}}{r} \sim 10^{-20} \left[\frac{E_{kin}}{M_{\odot} c^2} \frac{30 \text{mln l.y.}}{r} \right] \quad (7)$$

Отсюда видно, что наиболее сильные источники ГВ с энергиями порядка $M_{\odot} c^2$, следовательно, с внутренними скоростями близкими к скорости света, на расстояниях в пределах 30 млн св. лет, что эквивалентно расстоянию до ближайшего крупного кластера галактик, известного как Вирго (Virgo cluster), дадут наблюдаемую амплитуду относительного смещения порядка 10^{-20} . Таким образом вопрос о детектировании ГВ напрямую связан с точностью прибора.

Уравнение (7) показывает, что наиболее сильные ГВ, возможные для детектирования на Земле с большей вероятностью будут происходить от источников с наибольшей внутренней (несферической) кинетической энергией, следовательно, с наибольшими из возможных массами и внутренними скоростями. Поскольку внутренние скорости напрямую зависят от внутренней гравитации, их большая величина подразумевает очень компактный размер. Отсюда следует, что самыми сильными объектами, продуцирующими ГВ, будут несферические внутренние движения самых компактных и массивных объектов: черных дыр и нейтронных звезд. В качестве конкретных примеров, рождение ЧД и нейтронных звезд в результате вспышек сверхновых, вращающиеся пары нейтронных звезд, столкновения ЧД в далеких галактиках, а также вращение нейтронных звезд с несферичным распределением внутренних масс в нашей галактике.

4.2 Оценка частот ГВ и временной шкалы

Для удобства измерений, временная шкала τ , на которой гравитационное поле h изменяется, может быть выражена через частоту $f = 1/\tau$. Наблюдаемая частота равна частоте внутренних изменений источника: пульсаций, орбитального движения или вращения для нейтронных звезд – порядка несколько килогерц; для ЧД масс $M - f_{max} \sim 10 \text{kHz}/(M/M_{\odot})$. В последнем случае, временная шкала равняется времени, необходимого свету для того, чтобы «облететь» один раз вокруг ЧД на расстоянии ее горизонта событий.

Таким образом, в обоих рассматриваемых случаях источников ГВ, наблюдаемые на Земле частоты лежат в пределах 10kHz. При меньших частотах следует ожидать ГВ с большими амплитудами. Можно оценить, что для ЧД $f \propto 1/M$, в то время как амплитуда волны прямо пропорциональна массе ЧД. Таким образом, двигаясь в сторону понижения частот, нужно рассматривать ЧД с большими массами. Согласно оценкам, в каждой галактике могут находиться миллионы ЧД с массами порядка 3-х солнечных, однако не больше одной с массой $\sim 10^7 M_{\odot}$. Следовательно, понижение частоты влечет за собой поиск источников на больших расстояниях r .

4.3 Классификация источников ГВ

Источники ГВ подразделяются на следующие типы в зависимости от продолжительности излучения и формы волны:

1. короткоживущие с хорошо определяемой формой волны, например, столкновение двух компактных объектов;
2. короткоживущие и плохо определяемые формы ГВ, например, взрыв сверхновой;
3. долгоживущие и хорошо определяемые формы ГВ, например, обращающаяся пара нейтронных звезд;
4. долгоживущие и случайные формы ГВ, пример: ГВ от Большого Взрыва.



4.4 Слияние двух компактных объектов

В результате слияния двух компактных массивных объектов, нейтронных звезд NS и/или черных дыр (ВН) может образоваться конечный сверхмассивный объект (ВН). Хотя двойные системы достаточно распространены в нашей Галактике, только небольшая их доля достаточно тесные, чтобы слиться за время t_{coal} , меньшее хаббловского времени $t_H \sim 12 \times 10^9$ лет. Звезды должны быть достаточно массивны, чтобы в результате коллапса возник компактный объект без разрушения при этом звезды-компаньона и общей орбиты. Существуют различные способы оценки встречаемости интересующих нас событий среди пар NS-NS, ВН-NS и ВН-ВН на расстояниях типичной галактики, но общий вывод таков [Abadie, 2010], что наиболее часто встречаются слияния среди пар NS-NS и почти в 100 раз меньше – среди NS-ВН и ВН-ВН.

Слияние двух компактных массивных объектов (нейтронных звезд или ЧД) в финальную ЧД м.б. подразделено на 3 этапа: вращение (Inspiral), слияние (Coalescence) и конечная стадия (Ringdown). Для первой стадии выражения для формы волны $h(t)$ могут быть вычислены аналитически с достаточной степенью точности в постньютоновском приближении. На стадии слияния возможно лишь численное решение с учетом сильных релятивистских эффектов, возникающих на данном этапе. Конечный этап, когда ЧД уже образовалась, снова достаточно хорошо поддается анализу.

4.4.1 Inspiral stage

Двойные системы проводят большее время своей жизни именно на этом, низкочастотном этапе, чем на позднем, высокочастотном, этапе слияния (Coalescence). Поскольку современные детекторы имеют меньшую амплитуду шума на низких частотах, $f \approx 100$ Hz, чем на высоких $f \gg 100$ Hz, в основном проще детектировать Inspiral-этап, чем этап слияния.

Для расчета амплитуды ГВ [Riles, 2013], в тейшем случае могут быть рассмотрены 2 вращающихся тела с одинаковой массой M по  круговой орбите радиуса $R(t)$ с угловой скоростью $\omega(t)$. Звезды рассматриваются как точечные объекты достаточно далеко разнесенные так, что приливной эффект можно не принимать в рассмотрение. Используя 3-й закон Кеплера из ньютоновской механики, можно получить зависимость между M, R, ω^2 , которая используется в дальнейшем для получения частоты ГВ f_{GW} и оценочной амплитуды (strain) $h_0(t)$.

$$f_{GW} = \frac{1}{8\pi} (2 \cdot 5^3)^{1/8} \left[\frac{c^3}{GM} \right]^{5/8} \frac{1}{(t_{coal} - t)^{3/8}} \quad (8)$$

$$h_0(t) = \frac{1}{r} \left[\frac{5G^5 M^5}{2c^{11}} \right]^{1/4} \frac{1}{(t_{coal} - t)^{1/4}} \quad (9)$$

Для типичной системы нейтронных звезд можно получить:

$$f_{GW}(t) = 1.9 \text{ Hz} \left(\frac{1.4 M_\odot}{M} \right)^{5/8} \left(\frac{1 \text{ day}}{\tau} \right)^{3/8} \quad (10)$$

$$h_0(t) = 1.7 \times 10^{-23} \left(\frac{15 \text{ Mpc}}{r} \right) \left(\frac{1 \text{ day}}{\tau} \right)^{1/4} \left(\frac{M}{1.4 M_\odot} \right)^{5/4} \quad (11)$$

Таким образом, на первой стадии слияния компактных объектов, их массы и, возможно, спин, могут быть извлечены из пост-ньютоновской системы уравнений при известных (наблюдаемых) частоте и амплитуде ГВ. С полученными параметрами (до некоторой степени точности) системы можно делать детальное сравнение **наблюдений** на стадии слияния с численными предсказаниями для этих параметров. Частоты и время затухания на конечной стадии (Ringdown) зависят непосредственно от общей массы и спина образовавшейся ЧД, позволяя аналитическое сравнение с Inspiral-этапом [Riles, 2013].

4.5 Вспышки (Bursts)



Вспышки или bursts как источники ГВ могут происходить **от** взрыва сверхновых. Как известно, сверхновые (SN) подразделяются на два типа по своей природе. Тип II – образование нейтронной звезды (NS) в результате гравитационного коллапса массивной звезды на последней стадии ее эволюции. Тип I является результатом быстрого ядерного процесса – взрыва – вещества, аккрецированного на белый карлик от звезды компаньона, при этом белый карлик может и не превратиться в NS.

Статистика таких событий довольно хорошо изучена по оптическим наблюдениям: в нашей Галактике происходит примерно по одному событию каждого типа каждые 40 лет, на расстояниях до 10-15 Мпк (Virgo кластер) случается несколько вспышек SN каждого типа в течение года.

Как упоминалось, для того, чтобы излучать ГВ, сверхновая должна обладать некоторой асимметрией и чем выше степень асимметричности коллапса, тем сильнее происходящая ГВ. Типичные SN II являются хорошо сферичными, поэтому мало вероятно, что они будут производить ГВ достаточной силы для детектирования на Земле. Однако, исследования, проводимые в 80-е гг. показали, что в результате вспышек SN II могут возникать быстро вращающиеся нейтронные звезды, тогда несферичность сжимающегося ядра может достигаться действием центробежных сил.

В случае быстро вращающегося коллапсирующего ядра излучение ГВ может быть сильным, однако статистика таких событий почти неизвестна. Возможны 3 различных сценария коллапса с разными формами волны h : осесимметричный, трехосный и фрагментированный коллапс.

4.5.1 Осесимметричный коллапс

Если в течении коллапса ядро звезды остается осесимметричным, тогда величина ГВ зависит непосредственно от углового момента вращения ядра. Впервые было показано [Saenz and Shapiro, 1978], существует критическое значение углового момента вращения J_{crit} , которое инициирует сильнейшие ГВ от коллапсирующей звезды. При $J \ll J_{crit}$ (рис. (3)) центростремительные силы слабы и звезда не сильно сплющивается в результате коллапса, так что излучаемые ГВ слабы. При $J \gg J_{crit}$, наоборот, центростремительные силы настолько сильны, что они замедляют коллапс до возникновения существенной ядерной плотности (nuclear density), что опять же ослабляет ГВ. И только при моменте сравнимом с J_{crit} , центробежные силы вызывают сильную деформацию, соответствующую ядерной плотности и возникают сильные волны.

Вычисленные формы ГВ примерно представлены на рис. (4). Согласно [Finn and Evans, 1989], форму волны можно подразделить на 3 стадии: падение (infall), скачок (bounce), конечная стадия. Infall возникает в процессе сжатия ядра, пока оно не достигнет нужной ядерной плотности. При деформации, происходящей за счет лишь центробежного «уплощения» временная зависимость формы волны на стадии Infall $h_+(t) \propto 1/(const - t)^{-4/3}$, если же несферические изменения происходят лишь в результате свободно-падающего коллапса, то зависимость $h_+(t) \propto 1/(const - t)^{-2/3}$.

Когда достигнута нужная плотность для возникновения быстропротекающих (взрывных) ядерных реакций и звездное ядро испытывает всплеск (bounce), производимые ГВ обычно сильнее, чем на предыдущей стадии. Их сила зависит от формы всплеска и компактности ядра при этом, что очень чувствительно к уравнению состояния, к уходу нейтрину из ядра и к общим релятивистским эффектам [Saenz and Shapiro, 1978].

На конечном этапе ГВ продуцируются за счет пульсаций образовавшейся нейтронной звезды. Хотя в ходе пульсаций могут быть также несферичности, инициирующие ГВ, однако ам-

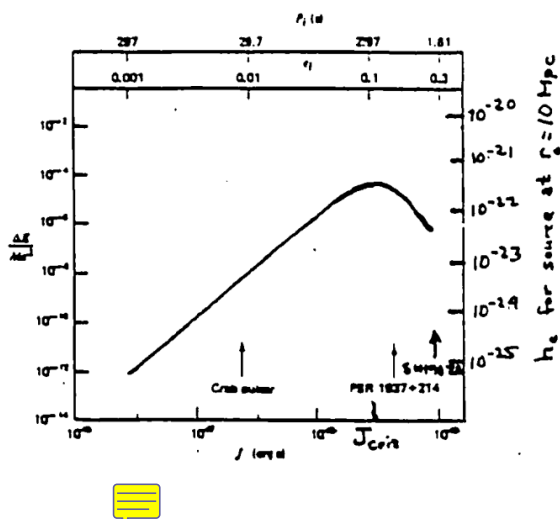


Рис. 3: Напряженность ГВ в результате осесимметричного коллапса звездного ядра в зависимости от момента вращения масс. Вычисления Saenz and Shapiro [Saenz and Shapiro, 1978], адаптация [Thorne, 1989]

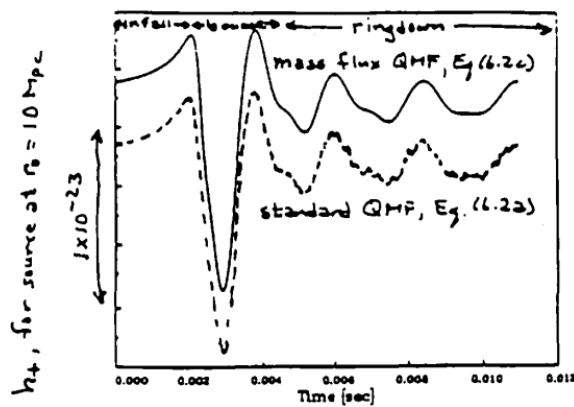


Рис. 4: Форма ГВ от осесимметричного коллапса вращающегося звездного ядра. Вычисления [Finn and Evans, 1989], адаптация [Thorne, 1989]

плитуда волны будет сильно подвержена «рассеиванию» пульсаций за счет потери энергии на звуковые волны, распространяющиеся в среде, окружающей пульсар.

Характерные амплитуды h_c и частоты f_c крайне неопределены. Такое исследование было проведено Saenz and Shapiro, 1978,79,81 [Saenz and Shapiro, 1978], в предположении ряда идеализаций о форме и плотности звезды, они дали следующие оценки: $f_c \approx 500$ Hz; $h_c \approx 10^{-22}(10 \text{ Mpc}/r)$ при $J \sim J_{crit}$.

4.5.2 Оценка энергии вспышки

Поскольку оценки для формы волны в каждом из сценариев весьма ненадежны, для случая источника-сверхновой имеет смысл выразить характерную амплитуду h_c приближенно в терминах общей излученной энергии ΔE_{GW} :

$$h_c \approx \left[\frac{3}{2\pi^2} \frac{\Delta E_{GW}/f_c}{r_0^2} \right]^{1/2} = 2.7 \times 10^{-20} \left[\frac{\Delta E_{GW}}{M_\odot c^2} \right]^{1/2} \left[\frac{1 \text{ kHz}}{f_c} \right]^{1/2} \left[\frac{10 \text{ Mpc}}{r_0} \right] \quad (12)$$

На графике (5) приведен расчет амплитуды h_c как функции частоты на промежутке $200 \text{ Hz} \leq f_c \leq 10^4 \text{ Hz}$. Различные кривые представлены для разных возможных значений общей энергии ΔE_{GW} , излученной в виде ГВ, и расстояний до источника r_0 . Подводя итог, чтобы быть детектированными современными интерферометрическими антеннами, волны должны иметь амплитуду $h_c \geq 10^{-21}$ при частоте $f_c \approx 3000$ Hz, что соответствует энергии $\Delta E_{GW} \geq 7 \times 10^{45} \text{ ergs}(r_0/10 \text{ kpc})^2$.

5 Информация, переносимая ГВ

Информацию, которую можно извлечь из ГВ заключена в следующих параметрах: небесные координаты источника (RA и DEC), и формы волны $h_\times(t)$ и $h_+(t)$, считанные с детектора. Таким образом, задача гравитационно-волновой астрономии заключается в создании сети антенн, которые позволят выделить все 4 параметра: $\alpha, \delta, h_+, h_\times$.

По небесным координатам можно попробовать идентифицировать источник ГВ с наблюдаемым источником электромагнитных волн, что позволило бы как более широкое изучение природы источника, так и исследование свойств гравитации, например, через сравнение времен прихода ЭМ и ГВ волн.

Выделив амплитуды $h_+(t)$ и $h_\times(t)$ можно сделать предположения о природе источника. В качестве примера рассмотрим сигнал с нулевой h_\times , что может означать осесимметричность источника, и некоторой $h_+(t)$, рис. (6). Численное моделирование [Saenz and Shapiro, 1978]. Наиболее короткая временная шкала, на которой происходят изменения амплитуды ~ 0.5 ms, следовательно, это либо нейтронная звезда, ЧД с массой в несколько солнечных.

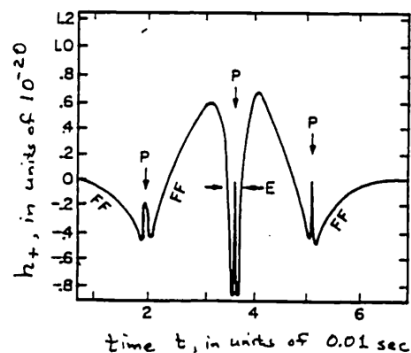


Рис. 6: Форма ГВ $h_+(t)$, излученной при коллапсе ядра модельной звезды, являющимся триггером для вспышки сверхновой. Моделирование [Saenz and Shapiro, 1978]

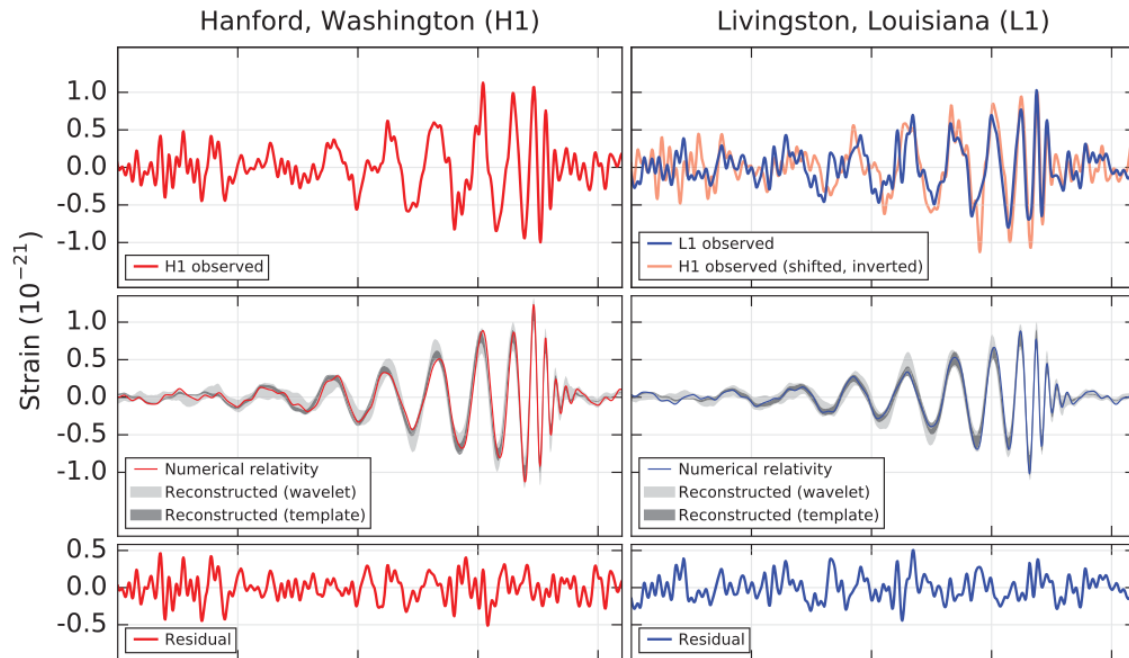


Рис. 7: Событие GW150914 детектированное антеннами LIGO Hanford (слева) и Livingston (справа). По оси X - временная шкала в сек, от 0.25 до 0.45 с. Верхний график – полученный сигнал для каждой антенны. Сигнал сначала наблюдался на Livingston, затем, с временной задержкой 6.9 ms – на Hanford. Второй сверху график - обработанный сигнал вместе с вычисленным, слева - наложение сигнала от первой антенны на сигнал от второй. Нижний ряд – остаток после фильтрации. [Abbott, 2016b]

Естественная и корректная интерпретация, что данная волна может происходить в результате сжатия звездного ядра, что формирует нейтронную звезду, которая расширяется и снова сжимается и так 3 раза.

5.1 Событие GW150914

14 сентября 2015 г. интерферометрическими антеннами LIGO Livingston и Hanford был зарегистрирован сигнал (рис. (7)), в дальнейшем интерпретированный как гравитационная волна [Abbott, 2016b]. Детекторы aLIGO чувствительны к таким источникам ГВ как слияние компактных массивных объектов и, возможно, асимметричный коллапс ядра массивной звезды [Abadie, 2010]. На данный момент детекторы чувствительны к двойным системам NS-NS на расстояниях до 100 Мпк, и на больших расстояниях, в случае включения в систему ЧД. Доля таких событий крайне неопределена, однако ожидается, что детекторы способны детектировать несколько слияний пар нейтронных звезд в год и, потенциально, больше в случае ЧД.

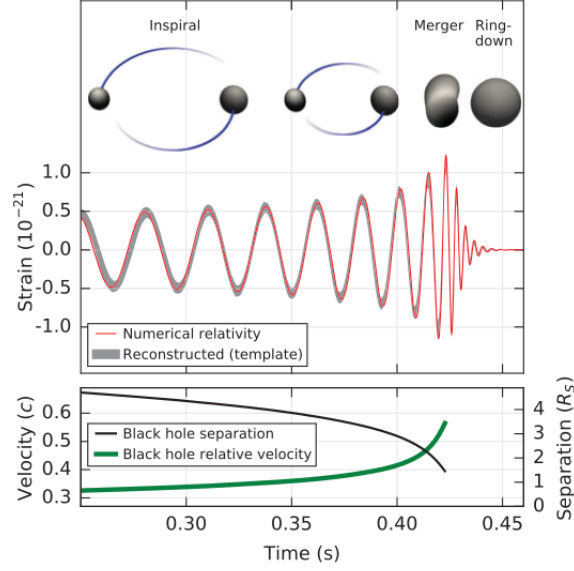


Рис. 8: Сигнал GW150914: обработанный и смоделированный. Сверху показаны примерно фазы слияния двух компактных объектов в течение сигнала. Нижний график – вычисление скорости для двух компактных массивных объектов (ЧД). [Abbott, 2016b]

Таблица 1: Характеристики источника GW150914 [Abbott, 2016b]

Primary BH mass	$36^{+5}_{-4} M_{\odot}$
Secondary BH mass	$29^{+4}_{-4} M_{\odot}$
Final BH mass	$62^{+4}_{-4} M_{\odot}$
Final BH spin	$0.67^{+0.05}_{-0.07}$
Luminosity distance	$410^{+160}_{-180} \text{Mpc}$
Source redshift	$0.09^{+0.03}_{-0.04}$
GW radiated energy	$3.0^{+0.5}_{-0.5} M_{\odot} c^2$
Peak GW luminosity	$3.6^{+0.5}_{-0.4} \times 10^{56} \text{ erg/s}$
Total GW luminosity	$200^{+30}_{-20} M_{\odot} c^2/\text{s}$

booktabs Наиболее вероятная интерпретация события GW150914 – слияние двух вращающихся объектов разной массы в результате излучения гравитационных волн. На низких частотах, т.е. на этапе "inspiral". Такая интерпретация возможна из анализа амплитуды отклонения (strain) тестовых частиц на каждом из интерферометров (рис. (8)). Из графика видно, что в течении 0.2 s сигнал увеличился по частоте и амплитуде за 8 циклов с 35 до 150 Гц, где амплитуда достигла максимума. Эволюция вращающихся объектов характеризуется "chirp" массой M_{ch} :

$$M_{ch} = \frac{(m_1 m_2)^{3/5}}{(m_1 + m_2)^{1/5}} = \frac{c^3}{G} \left[\frac{5}{96} \pi^{-8/3} f^{-11/3} \dot{f} \right]^{3/5} \quad (13)$$

где f и \dot{f} – наблюдаемая частота и ее производная по времени. Полученные из анализа графика (7) частоты позволяют вычислить массы $M_{ch} \approx 30M_{\odot}$, общая масса $M = m_1 + m_2 \geq 70M_{\odot}$, радиус Шварцшильда $2GM/c^2 \geq 210$ km. Чтобы достичь орбитальной частоты 75 Гц, объекты должны быть очень близки и очень компактны. Обоим условия может удовлетворять только пара ЧД. В дополнение к этой точке зрения, спад формы волны после достижения пика согласуется с затуханием осцилляций образовавшейся ЧД (конфигурация Керра).

Используя численное моделирование, была проведена оценка массы и спина образовавшейся черной дыры, общая энергия, излученная в виде ГВ и пикс ГВ светимости (таб. (1)). Общая энергия, которая была излучена в виде ГВ оценивается в $3.0_{-0.5}^{+0.5} M_{\odot} c^2$. Система достигла пика ГВ светимости на $3.6_{-0.4}^{+0.5} \times 10^{56}$ erg/s, что эквивалентно $200_{-20}^{+30} M_{\odot} c^2/s$.

Отдельный анализ был проведен в связи с поиском "follow-up" событий – возможных ЭМ излучений, которые были бы детектированы на Земле [?]. Компактные двойные как раз являются одними из самых многообещающих источников как ГВ, так и ЭМ излучения, которое может быть детектировано на шкалах времени от 1 секунды до месяцев после детектирования ГВ сигнала, и на длинах волн от гамма до радио. Один из потенциальных источников ЭМ излучения от компактных двойных, включающих минимум одну нейтронную звезду – это "kilopovae". Слияния компактных двойных являются также источниками коротких гамма-всплесков – до 2 сек, когда самый сильный поток м.б. зарегистрирован, если наблюдатель находится на оси вращения системы. В таб. (9) приведены оценки встречаемости таких событий и расстояния в z .

Несколько групп было задействовано в поисках таких оптических двойников для события GW150914. Была использована карта неба с нанесенными на ней участками наиболее вероятного положения источника ГВ (рис. (10)), что составило 442 кв. град. В результате было открыто 56 событий "transients" за период до 41 дня после детектирования GW150914. Все эти объекты оцениваются как нормальные сверхновые или активные ядра галактик и ни один

Type	Rate Mpc ⁻³ Myr ⁻¹	Distance Mpc
Binary BH mergers	0.002-0.4	~400
Core-collapse SN	96–140	30 – 400
Broad-lined Ic SN	1–4	30 – 400
LGRBs (true)	0.1-0.6	≲450
sGRBs (true)	1	≲400
Superluminous SN	0.01	900-2600

Рис. 9: оценки встречаемости событий в электро-магнитном спектре, которые могут быть соотнесены с ГВ источниками [Smartt, 2016]

из них не имеет очевидной связи с искомым источником ГВ. Сам факт того, что GW150914 наиболее вероятен как слияние черных дыр означает, что пока нет количественных моделей, позволяющих оценить ограничения на кривую блеска.

Ряд наблюдений на LIGO, который проводился с сентября 2015 по январь 2016, с целью зарегистрировать гравитационно-волновые сигналы, зафиксировали 3 события: GW150914, LVT151226, GW151226. Дальнейший ряд наблюдений планируется начиная с конца 2016 г, которые будут включать наблюдения также и на 3-ей антенне в сети – Virgo, что позволит выделить место источника однозначно.

6 Выводы

Гравитационные волны позволяют получать новую информацию об их источниках, таких как компактные сверхмассивные объекты, наблюдения которых почти недоступно в электромагнитном спектре. Также ГВ позволяют изучать вспышки СН, расширяя таким образом спектр астрономических наблюдений.

Помимо этого, изучение поляризационных состояний ГВ позволит проверять предсказания теорий гравитации в отношении ГВ.

1

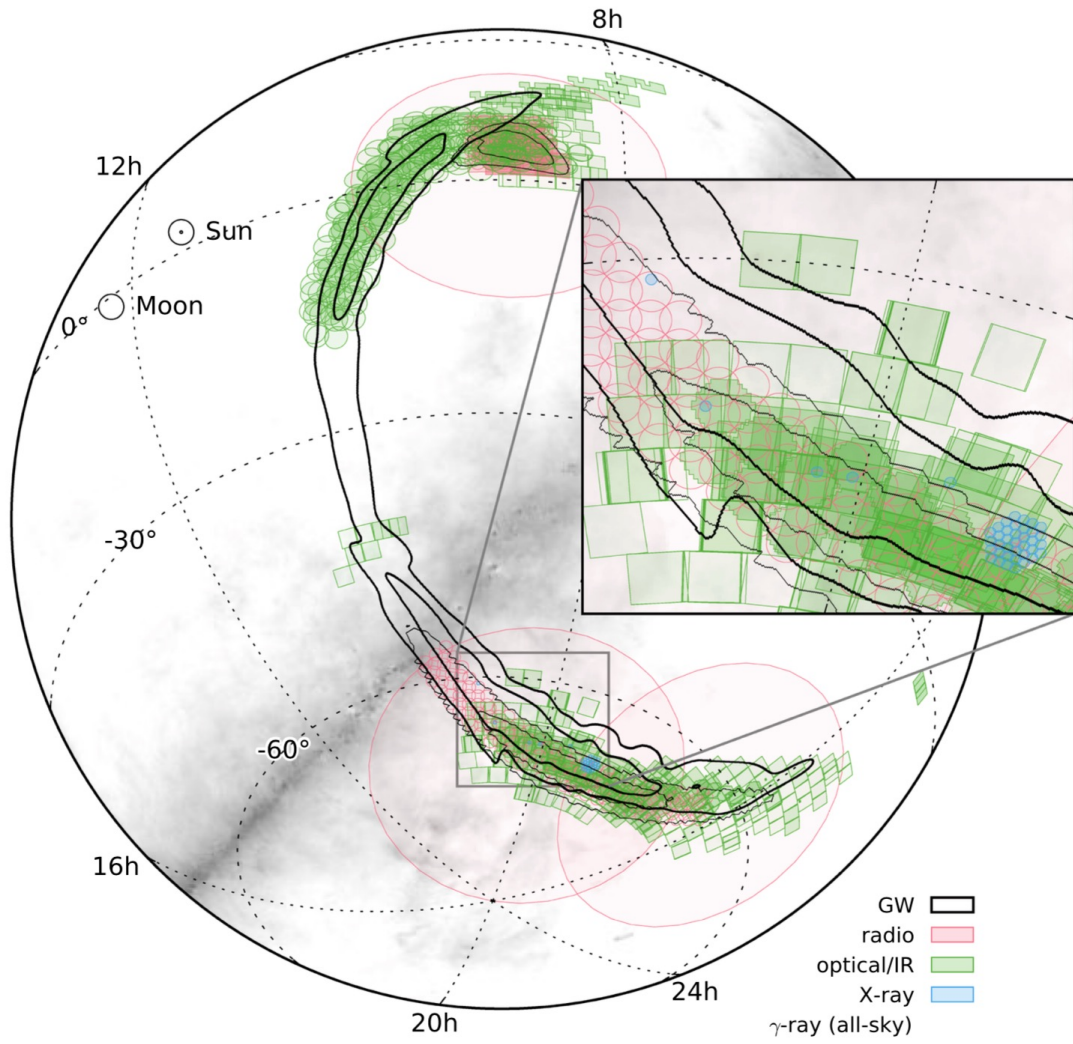


Рис. 10: Наиболее вероятные положения источника GW150914 с нанесенными follow-up событиями в ЭМ спектре излучения [Abbott, 2016a]

Список литературы

- J. et al Abadie. Predictions for the rates of compact binary coalescences observable by ground-based gravitational-wave detectors. *Class.Quant.Grav.*, 27(173001), 2010.
- B. P. et al. Abbott. Localization and broadband follow-up of the gravitational-wave transient gw150914. *Astrophysical Journal Letters*, 2016a.
- et al. Abbott, B. P. Observation of gravitational waves from a binary black hole merger. *Phys. Rev. Lett*, 116(061102), 2016b.
- K. Thorne C. Misner and J. Wheeler. *Gravitation*. 1970.
- A. Einstein. Sitzungsberichte der preussischen akademie der physicalisch-matematische klasse. *Preussische Akademie der Wissenschaften*, 1916.
- A. Einstein. Sitzungsberichte der preussischen akademie der physicalisch-matematische klasse; gravitationswellen. *Preussische Akademie der Wissenschaften*, 1918.
- L. S. Finn and C. R. Evans. *Astrophysical Journal*, 351:588–600, 1989.
- S. W. Hawking and W. Israel. *Three Hundred Years of Gravitation*. Cambridge Univ.Press, 1987.
- K. Riles. Gravitational waves: Sources, detectors and searches. *Progress in Particle Nuclear Physics*, 68(1), 2013.
- R. A. Saenz and S. L. Shapiro. *Astrophysical Journal*, 221(286), 1978.
- P. R. Saulson. *Fundamentals of interferometric gravitational wave detectors*. World Scientific, 1994.
- S. J. et al. Smartt. Pan-starrs and pessto search for an optical counterpart to the ligo gravitational wave source gw150914. *Mon. Not. R. Astron. Soc*, 2016.
- H. J. Taylor and M. J. Weisberg. Observations of post-newtonian timing effects in the binary pulsar psr 1913+16. *Phys. Rev. Lett*, 52(1348), 1984.
- H. J. Taylor and M. J. Weisberg. The relativistic binary pulsar b1913+16. *ASP Conference Series*, 2002.
- K. S. Thorne. *Gravitational Waves: A New Window onto the Universe*. unpublished, 1989.
- J.A. Wheeler. *Physical Review*,97,511. 1955.