

ОБ ИСТОРИИ НЕПОСРЕДСТВЕННОГО ОБНАРУЖЕНИЯ ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН

В.И. Пустовойт

*Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН, Москва,
ФГУП «ВНИИФТРИ», Менделеево, Московская обл.
vladpustovoit@gmail.com*

Описывается история обнаружения гравитационных волн как огромного достижения фундаментальной науки, даётся анализ полученных результатов.

The history of direct detection of the gravitational waves, as a great achievement of the fundamental science and analyses of results are described in the article.

Ключевые слова: гравитационные волны, антенны, принцип эквивалентности, лазерные интерферометры, сигналы, чёрные дыры, уравнения

1. Основы физики гравитационных волн

Огромное достижение фундаментальной науки уходящего года, безусловно, является непосредственное обнаружение гравитационных волн [1]. Гравитационные волны являются прямым следствием сформулированных А. Эйнштейном сто лет тому назад уравнений общей теории относительности [2-5], и непосредственное их обнаружение является еще одним доказательством справедливости этих уравнений. Основная идея уравнений общей теории относительности А. Эйнштейна, как известно, состоит в том, что геометрия пространства-времени определяется находящейся в этом пространстве материей, ее состоянием и движениями, или, точнее, тензором энергии импульса самой материи. Такой «геометрический» подход к описанию гравитационного поля обладает следующим свойством: все тела вне зависимости от их массы должны двигаться одинаковым образом. Это свойство гравитационного поля позволяет установить аналогию между движением тел в гравитационном поле и движением тел, не находящихся в каком-либо внешнем поле, но рассматриваемых в неинерциальной системе отсчета. Иными словами, движения тел в неинерциальной системе отсчета будут также происходить одинаковым образом, как и в постоянном гравитационном поле. Это обстоятельство называют принципом эквивалентности. Этот важный постулат (принцип эквивалентности) также положен в основу уравнений общей теорией относительности.

Сразу же после того как были сформулированы весьма сложные нелинейные уравнения общей теории относительности, А. Эйнштейном было получено их линейное приближения в предположении, что метрика времени-пространства незначительно отличается от метрики плоского пространства.

Полученные таким образом линейные уравнения для величины, описывающие отклонения от плоского пространства, оказались весьма похожи (с математической точки зрения) на уравнения Максвелла для электромагнитного поля; отличия состояли в том, что вместо векторов электрического и магнитного полей в уравнениях А. Эйнштейна появился симметричный тензор, описывающий отклонения метрики от плоского пространства. Приведем эти уравнения:

$$\mathbf{W} h_i^k(x, y, z, t) = \frac{8\pi G}{c^4} T_i^k(x, y, z, t); \quad \mathbf{W} \equiv \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}. \quad (1)$$

$$\mathbf{W} A_i(x, y, z, t) = \frac{4\pi}{c^2} j_i(x, y, z, t). \quad (2)$$

Здесь первое уравнение (1) – это линеаризованные уравнения общей теории относительности А. Эйнштейна, в которых $h_i^k(x, y, z, t)$ – отклонение метрического тензора (метрики) от своего значения для плоского пространства, $T_i^k(x, y, z, t)$ – тензор энергии-импульса материи, $G = 6,67 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3 \text{ г}^{-1} \text{ с}^{-2}$ – гравитационная постоянная, c – скорость света; уравнения (2) – уравнения Максвелла, записанные для векторного потенциала $A_i(x, y, z, t)$, через значения которого выражаются электрические $\mathbf{E}(x, y, z, t)$ и магнитные поля волны ($\mathbf{E}(x, y, z, t)$ и $\mathbf{H}(x, y, z, t)$ соответственно).

$$\mathbf{E}(x, y, z, t) = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}(x, y, z, t)}{\partial t} - \text{grad} \varphi(x, y, z, t); \quad \mathbf{H}(x, y, z, t) = \text{rot} \mathbf{A}(x, y, z, t);$$

$$A_i(x, y, z, t) \equiv \{\varphi(x, y, z, t), \mathbf{A}(x, y, z, t)\}. \quad (3)$$

Напомним, что метрика (геометрия) пространства-времени определяется квадратичной формой: $ds^2 = g_{ik} dx^i dx^k$, где $g_{ik} = g_{ik}(t, \mathbf{x})$ – метрический тензор. Здесь компоненты $\{i, k\}$ принимают значение $\{0, 1, 2, 3\}$ или $\{t, x, y, z\}$, $j_i(x, y, z, t)$ – четырехмерный ток, причем $g_i^k(t, \mathbf{x}) = \delta_i^k + h_i^k(t, x, y, z)$. Из выражений (1), (2) видно, что уравнения для слабого гравитационного поля (1) и уравнения для электромагнитных волн (2) весьма похожи, и поэтому А. Эйнштейн в 1916 г., несмотря на некоторые колебания, сделал правильный вывод о возможности существования гравитационных волн*.

*Отличие уравнений (1), описывающих распространение ГВ, от уравнений Максвелла (2) состоит лишь в том, что амплитуда ГВ – это симметричный тензор второго ранга h_{ik} , в то время как амплитуда электромагнитной волны – это вектор. Это отличие означает, что ГВ оказывается «дважды» поперечной, т.е. излучаются лишь компоненты h_{xx} , H_{yy} и h_{xy} (z-направление распространения волн), а для ЭВ излучаются компоненты $H_x H_y$ и $E_x E_y$.

Он сразу же получил формулу, описывающую интенсивность излучения гравитационных волн [3,4]:

$$-\frac{dE}{dt} = \frac{G}{45c^5} \left(\frac{\partial^3}{\partial t^3} \int D_{\alpha\beta} dV \right)^2, \quad (4)$$

где $\frac{dE}{dt}$ – потери энергии системой в единицу времени на излучения гравитационных волн, а $D_{\alpha\beta} = \int (3x^\alpha x^\beta - r^2 \delta_{\alpha\beta}) \mu(x, y, z) dV$ – тензор квадрупольного момента масс, $M = \int \mu(x, y, z) dV$ – полная масса системы. Из формулы (4) видно, что потери энергии системой масс на излучение гравитационных волн происходят тогда, когда массы совершают движение, которое характеризуется изменением во времени ускорения, например, вращающийся шар не излучает, а эллипсоид с разным значением осей симметрии гравитационные волны будет излучать. Для двух масс, m_1, m_2 , вращающихся вокруг общего центра масс по круговым орбитам, вместо (4) имеем более простую формулу [6]

$$-\frac{dE}{dt} = \frac{32G \omega^6(t) r^4(t)}{5c^5} \left(\frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} \right)^2. \quad (5)$$

Здесь $\omega(t)$ – частота гравитационной волны, r – радиус-вектор, выбранный в центре инерции двух тел. При выводе формулы (4) считалось, что массы вращающихся тел не меняются во времени. Выражение (4) описывает полную интенсивность излучения, проинтегрированное по всем направлениям. Для описания распределения интенсивности по поляризациям и направлениям, что важно для конкретных случаев наблюдения гравитационной волны, а также для случая движения точечных масс по эллиптическим орбитам, отсылаем читателя к монографии [6]. Оценки интенсивности излучения гравитационных волн, выполненные А. Эйнштейном на основании уравнения (5), показали, что мощность гравитационного излучения ничтожно мала из-за малости коэффициента в формуле (5). Например, для стержня длиной 1 метр, вращающегося с предельной для разрыва скоростью, она составляет всего 10^{-37} ватт, а для планеты Юпитер, вращающегося вокруг Солнца, составит всего 400 ватт. Поэтому в 1918 г. А. Эйнштейн вначале даже сделал вывод о невозможности экспериментального наблюдения излучения гравитационных волн.

В начале 60-х годов стало ясно, что основная проблема регистрации гравитационных волн состоит в том, чтобы создать достаточно чувствительные приемники гравитационного излучения. Оценки возможных источников излучения гравитационных волн показали (В.А. Фок [7], 1958), что наиболее

подходящими источниками являются двойные звезды и различные космологические катастрофы. На возможность мощного излучения гравитационных волн от процесса слияния черных дыр впервые было указано в работах В.М. Липунова [8] (1997).

2. Резонансные детекторы (приемники) гравитационных волн

Первые экспериментальные попытки непосредственного обнаружения гравитационных волн были предприняты Джозефом Вебером [9] (Joseph Weber) еще в 60-х годах прошлого столетия в Мерилендском университете с помощью резонансных антенн. В качестве антенн гравитационных волн Дж. Вебером использовались массивные тела цилиндрической формы, подвешенные на тонких стальных нитях в поле тяжести Земли. Возникающие под действием гравитационной волны упругие деформации фиксировались с помощью пьезоэлектрических датчиков. В этом пионерском эксперименте Дж. Вебера антенна представляла собой 1,2-тонный алюминиевый цилиндр длиной $\sim 1,5$ м и диаметром ~ 61 см, подвешенный на стальных нитях в вакуумной камере, причем, чтобы снизить влияние сейсмических шумов, нити крепились на акустических фильтрах. Резонансная частота первой продольной акустической моды антенны при комнатной температуре составляла 1667 Гц, полоса частот около 10 Гц. Дж. Вебер создал две антенны, расположенные в разных местах на расстоянии между ними 2 км с тем, чтобы за счет корреляционной обработки результатов измерений можно было повысить достоверность измерений. Такие антенны способны были регистрировать сигнал гравитационной волны с безразмерной амплитудой h около 10^{-15} , что при размере цилиндра 1.5 метра соответствует абсолютным значениям смещения около $1,5 \cdot 10^{-13}$ см (это соответствует примерно размеру протона). Система регистрации состояла из серии пьезоэлектрических кристаллов кварца (датчиков деформации), установленных на его поверхности, близкой к центральной области цилиндра. Пьезоэлектрические датчики преобразовывали механические колебания, возникающие под действием гравитационной волны в цилиндре, в электрический сигнал.

Первые измерения были проведены в январе 1965 г., и спустя два года, Дж. Вебер сообщил о первых возможных наблюдениях гравитационных волн [9]. В 1968 году он снова объявил о возможном обнаружении ГВ [9]. На этот раз он использовал не один, а два алюминиевых цилиндра, настроенных на частоту $\sim 1,66$ кГц и расположенных на расстоянии 2 км друг от друга. Он утверждал, что число случайных совпадающих событий имели крайне малую вероятность [9]. И, наконец, в 1969 г. Вебер заявил, что открыл излучение ГВ, поскольку совпадений было достаточно, а вероятность того, что все

эти совпадения были случайными, по оценкам Дж. Вебера, была чрезвычайно малой [9]. К 1973 году он утверждал, что избыток совпадений от статистических около семи событий в день и что сигнал достигал своего пика в направлении центра Галактики [9]. Эти и последующие наблюдения Дж. Вебера научной общественностью были встречены с большим волнением. Тем не менее, последующие наблюдения, основанные на независимых наблюдениях двух резонансных антенн, и более тщательный анализ результатов самого Дж. Вебера [11, 12], не подтвердил факта обнаружения гравитационных волн. Дж. Вебер потратил много сил на «доказательства» факта обнаружения им непосредственного излучения ГВ, но так и не признал ошибочность своих измерений и не отказался от утверждения об обнаружении им ГВ (Дж. Вебер умер в 2000 году).

Тем не менее эти первые опыты привлекли большое внимание многих исследователей к проблеме обнаружения гравитационных волн, и с этого момента в ряде стран мира начались интенсивные исследования, разработки и создание резонансных антенн по типу антенн Дж. Вебера (см. недавние обзоры [13, 14]). Из действующих в настоящее время детекторов по этому принципу работает сферическая антенна MiniGRAIL (Лейденский университет, Голландия), антенна ALLEGRO (Батон-Руж, шт. Луизиана, США), на которой в свое время работал и Дж. Вебер, AURIGA (Рим, Италия), температура приемника в этой антенне 0,1°K, NAUTILUS (Рим, Италия), EXPLORER (Швейцария) и АГРАН (Россия). Имеется большая литература и многочисленные обзоры на эту тему, и их легко можно найти в Интернете. Сегодня стало ясно, что проблема обнаружения гравитационных волн с помощью резонансных антенн наталкивается на ряд трудностей, которые резко сужают их возможности по обнаружению. Основная трудность – это невозможность регистрации сигнала в широкой полосе частот при сравнительно высокой резонансной частоте самих приемников. Тем не менее в будущем, когда будет понято и оценено количество двойных нейтронных звезд или других подобных объектов, имеющих малые размеры и большие массы, так что частота излучения ими ГВ приближается к собственной частоте резонансных антенн, роль таких резонансных детекторов как более простых и дешевых гравитационных антенн, возможно, и возрастет. В общей сложности во всем мире было создано более сотни различных резонансных антенн и к настоящему времени их осталось менее одного десятка. Основные характеристики существующих в настоящее время резонансных антенн приведены в таблице.

Таблица

Основные параметры современных резонансных антенн

Параметр	Explorer	Niobe	Nautilus	Allergro	Auriga
Температура[°K]	2.6	5.0	0.13	4.2	0.25
Добротность	$1.5 \cdot 10^6$	$2 \cdot 10^6$	$20 \cdot 10^6$	$1.5 \cdot 10^6$	$3 \cdot 10^6$
Спектр плотн. мех. шумов, $S/(\text{Гц})^{1/2}$	$6 \cdot 10^{-22}$	$8 \cdot 10^{-22}$	$2 \cdot 10^{-22}$	$6 \cdot 10^{-22}$	$2 \cdot 10^{-22}$
Полоса частот, Hz	0.2	1	0.6	0.5	1
Эфф. темп. шумов[mK]	10	3	2	10	2
Чувств. $h_{\min} \text{Hz}^{-1/2}$	$8 \cdot 10^{-19}$	10^{-18}	$4 \cdot 10^{-19}$	$8 \cdot 10^{-19}$	$4 \cdot 10^{-19}$
SNR>5 rate/day	150	100	75	150	200

3. Лазерные интерферометры для детектирования гравитационных волн

В 1962 г. М.Е. Герценштейном и автором этих строк был предложен совершенно иной метод детектирования гравитационных волн, основанный на интерферометрии лазерных пучков и в интерферометрах типа Майкельсона [14]. Нужно все же отметить, что в начале 60-х годов многие лаборатории в мире уже приступили к разработке и созданию твердотельных антенн веберовского типа и поэтому идею об использовании лазерных интерферометров старались не замечать. Хотя первый, кто обратил внимание на эту работу, был сам Дж. Вебер. В нашей работе [14] содержалась критика антенн веберовского типа и было отмечено, что резонансные методы регистрации ГВ не могут быть достаточно эффективными, поскольку имеют весьма узкую спектральную полосу, а узнать заранее, на какой частоте следует ожидать сигнал ГВ, весьма затруднительно. В то же время во всех работах Дж. Вебера [9] оценки чувствительности приводились для случая, когда частота ГВ либо равна резонансной частоте гравитационной антенны, либо очень близка к ней. В этой связи интересен эпизод о том, как сам Дж. Вебер отнесся к нашей работе [14], содержащей «критику» резонансных методов регистрации гравитационных волн. Мой учитель, профессор В.Л. Гинзбург (в то время член-корр., а в последующем – академик Академии наук СССР и Нобелевский лауреат), был приглашен на конференцию в Польшу (Варшава) по гравитации и, выступая в Варшаве на конференции (июль 1963 года) [15], упомянул нашу работу [14]. На этой же конференции присутствовал и Дж. Вебер, и узнав о «критике» резонансных (веберовских) методов детектирования ГВ, содержащейся в его работах [9], в августе 1963 году в итальянском журнале *Nuovo Cimento* опубликовал специальную статью [16], в которой содержался ответ на эту «критику»* и, что важно, сослался на нашу работу с М.Е. Герценштейном [14], еще раз указывая, что его антенны имеют достаточную чувствительность. Оценки чувствительности резонансных методов, приведенные в статье Вебера [16], как и во многих

последующих его работах, относятся именно к условиям резонанса или близкого к нему, когда частота гравитационной волны совпадает с частотой собственного механического резонанса массивного цилиндра (примерно около 1 кГц), однако, как показали последние наблюдения реальных событий, – это весьма редкий случай.

Частоты возможных источников гравитационных волн неизвестны, неизвестны также ни направления, из которого могут прийти гравитационные волны, ни их поляризация. Именно эти особенности резонансных антенн и являлись основой той «критики», которая была отмечена в нашей работе 1962 года. В лаборатории Вебера во время работы по созданию резонансной антенны на обучении находился студент Роберт Форфард [17] (1965-1966 гг.), который после обучения перешел на работу в компанию Исследовательские лаборатории Хьюза (Hughes Research Laboratories, гор. Малибу). Получив необходимую финансовую поддержку от компании Хьюза, Р. Форвард в 1966 году приступил к изготовлению лазерного интерферометра для регистрации гравитационных волн. В рабочем журнале Дж. Вебера нашли запись о том, что он предложил и консультировал по телефону Р. Форварда (1966) во время его работы над созданием интерферометра. Это был первый лазерный интерферометр.

Созданный Р. Форвардом с коллегами лазерный интерферометр [17] при размерах плеч около 10 метров и зеркалах, закрепленных на простейших амортизаторах, достиг чувствительности $2 \cdot 10^{-16}$ м в полосе частот 250 Гц – 25 кГц. Полученное значение чувствительности лазерного интерферометра соответствовало значениям чувствительности неохлаждаемых резонансных детекторов того времени, и при этом полоса частот такой лазерной интерференционной антенны была существенно шире.

В последующем многие лаборатории в мире стали создавать подобные, но более совершенные лазерные интерферометры, и этот процесс продолжается и по сей день. Недавно КНР также приняла решение о создании гравитационной обсерватории на Тибете на высоте 6 тыс. метров над уровнем моря. Недавно также было принято совместное решение США и Индии о передаче Индии интерферометра LIGO (г. Хейворд, США) с базой 2 км и Индия согласилась модернизировать этот интерферометр.

*В этой работе Дж. Вебера [16] содержались ссылки на нашу работу [14] и на выступление на конференции в Варшаве В.Л. Гинзбурга [15], и поэтому встречающиеся у некоторых авторов, занимающихся вопросами гравитационных волн, иногда утверждения о том, что Дж. Вебер не знал о работе [16] и пришел независимо к идеи использования лазерных интерференционных методов для регистрации ГВ, не соответствуют действительности. Удивительно то, что автору этих строк пока не удалось найти ни одной работы специалистов, работающих в области обнаружения ГВ, которые бы процитировали работу Дж. Вебера [16].

Идея использования лазерных интерферометров для обнаружения гравитационных волн впервые была высказана в 1962 году в нашей работе [14], сразу же после изобретения Т. Мейманом лазеров. В этой работе был предложен новый метод детектирования гравитационных волн, основанный на наблюдении изменения интерференционной картины в интерферометре Майкельсона под действием гравитационного излучения. Гравитационная волна, как известно [6, 7], в наинизшем порядке разложения по мультиполям, представляет собой квадрупольное излучение, и поэтому падающее нормально к плоскости интерферометра гравитационное излучение будет по-разному изменять пространственное положение зеркал плеч интерферометра: если в одном плече поляризация и фаза гравитационной волны таковы, что плечо увеличивается, то в ортогональном плече интерферометра Майкельсона, наоборот, плечо будет уменьшаться и, как следствие, будет изменяться интерференционная картина. Ясно, что чувствительность таких антенн, определяемая изменением фазы лазерного излучения в плечах интерферометра, будет тем большей, чем больше длина плеч, и поэтому при достаточной длине плеч может быть вполне измеримой. Конечно, длина волны гравитационного излучения должна быть много большей, чем размеры плеч интерферометра, и поэтому этот метод пригоден для регистрации низкочастотных гравитационных волн.

Сегодня обычно говорят, что гравитационная волна изменяет геометрию пространства-времени, но возможно и другое адекватное описание: для распространяющихся световых волн гравитационная волна эквивалентна некоторой анизотропной среде, диэлектрическая и магнитная проницаемость которой зависит от направления, фазы, поляризации и амплитуды гравитационной волны. Этот вывод непосредственно следует из уравнений Максвелла, описывающих распространения электромагнитных волн в слабом гравитационном поле (см. книгу [6]), при условии, что размер рассматриваемой области, в которой распространяется электромагнитная волна, много меньше длины гравитационной волны (для интерферометра Майкельсона это условие выполняется). Как было показано в работе [14], воздействие гравитационной волны приводит к изменению фазы монохроматического светового излучения в интерферометре, и оптика лучей в поле гравитационной волны может быть описана уравнением эйконала [6]

$$g^{ik}(x,t) \frac{\partial \Psi}{\partial x^i} \frac{\partial \Psi}{\partial x^k} = \left(\frac{\partial \Psi}{\partial x^i} \right)^2 - h^{\alpha\beta} \frac{\partial \Psi}{\partial x^\alpha} \frac{\partial \Psi}{\partial x^\beta} = 0, \quad (6)$$

где $\Psi = \Psi(x,t)$ – эйконал, $h^{\alpha\beta} = h^{\alpha\beta}(x,t)$ – амплитуда гравитационной волны $\{x\} \equiv \{x, y, z\}$. Такое описание эквивалентно среде с индексом рефракции

$$n = 1 + \frac{1}{2} h_{\alpha\beta} n^\alpha n^\beta, \quad (7)$$

где n^α – единичный вектор вдоль направления распространения лазерного луча; для распространения лазерного луча вдоль и поперек гравитационной волны, соответственно, имеем

$$n_{\parallel} = 1, \quad n_{\perp} = 1 + \frac{1}{2} h_{22} \cos 2\varphi + \frac{1}{2} h_{23} \sin 2\varphi, \quad \cos \varphi = n_2.$$

Относительное изменение длины плеч интерферометра для световых лучей, распространяющихся поперек падающей гравитационной волны, что соответствует гравитационной волне, падающей нормально к плоскости интерферометра (направления наибольшей чувствительности интерферометра), будет:

$$\Delta l / l_0 = \frac{1}{2} h_{\alpha\beta} n^\alpha n^\beta, \quad (8)$$

где l_0 – невозмущенная длина плеча интерферометра, и поэтому из (8) получаем

$$\Delta l / l_0 = \frac{1}{l_0} \int_0^{l_0} \sqrt{g_{22}} dx_2 - \frac{1}{l_0} \int_0^{l_0} \sqrt{g_{11}} dx_1 \approx \frac{1}{2} h_{22}. \quad (9)$$

Таким образом, гравитационная волна производит периодические изменения длины плеч интерферометра. Формулы (8), (9) являются основными измерительными формулами для определения амплитуды гравитационной волны. В отличие от резонансных антенн лазерные интерферометрические антенны обладают весьма широкой полосой частот наблюдения, единственное ограничение, которое следует из физических условий, – это $\lambda_g \gg l$, где λ_g – длина гравитационной волны, l – размер плеча интерферометра для лазерного интерферометра LIGO (Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory), например, $l = 4$ км и $f = c/l \ll 750$ kHz, для VIRGO $f \ll 1$ MHz. Наличие резонаторов Фабри-Перо в каждом из плеч интерферометров увеличивает время установления интерференционной картины: так, для интерферометров LIGO, VIRGO при числе пробогов лазерной волны в резонаторе Фабри-Перо $N=100$ это время будет $\tau \approx lN/c$, что для LIGO, VIRGO составит

$1.33 \cdot 10^{-3}$ с и 10^{-3} с соответственно. Для резонансных антенн характерное время установления будет определяться механической добротностью цилиндра, его длиной и скоростью звуковой волны и при добротности $Q = 1000$ составит $Q/2\pi f \approx 0.157$ с на частоте основной моды 1 кГц. Видно, что время установления интерференционной картины для лазерных интерферометров существенно меньше, чем время установления механического резонанса в твердотельной антенне. Эта важная особенность интерференционных методов также была отмечена в работе [14]. Измеряемый сигнал или значение чувствительности интерференционного детектора зависят от направления на источник излучения, и в общем случае диаграмма направленности антенны $A(t, \theta, \varphi, \psi)$ может быть представлена в виде [8, 13]:

$$A(t, \theta, \varphi, \psi) = \frac{1}{2} (1 + \cos^2 \theta) \cos 2\varphi (h_+(t) \cos 2\psi + h_x(t) \sin 2\psi) - \cos \theta \sin 2\varphi (h_+(t) \sin 2\psi - h_x(t) \cos 2\psi). \quad (10)$$

Здесь система координат выбрана в виде: плечи интерферометра образуют плоскость $\{x, y\}$, причем ось x направлена вдоль биссектрисы между плечами интерферометра, углы $\{\theta, \varphi\}$ определяют направление на источник, а угол ψ – определяет соотношение поляризаций (2ψ – это угол между колебаниями частицы под действием ГВ с поляризацией $h_+(t)$ и осью x , тогда колебания частицы под действием ГВ с поляризацией $h_x(t)$ с осью x составят угол $\pi/2 - 2\psi$). Сразу же после создания первого лазерного интерферометра Р. Форвардом [17] к созданию интерферометров приступили в нескольких лабораториях мира: в Массачусетском технологическом институте [18] (Р. Вейс), в Калифорнийском технологическом институте, г. Пасадена, Калифорния, США), (см. [18], а также обзор [13]), в институте Макса Планка, г. Гаршинг, Германия (см. [19]), в университете г. Глазго, Великобритания [20], в EGO (Европейская гравитационная обсерватория, коммуна Кашина вблизи итальянского г. Пиза, проект VIRGO), а также в Институте космических исследований в г. Токио, Япония (Institute of Space and Astronautically Science (ISAS)) [21,22]. Эти первые лазерные интерферометры имели небольшие плечи: в Гаршинге – длина плеч составляла всего 3 метра, в Глазго – 10 метров, в Калтехе – 40 метров, в интерферометрах вблизи Токио – 10 метров и 100 метров. Однако использование резонаторов

Фабри-Перо в каждом из плеч интерферометров значительно увеличивали эффективную длину плеч, повышая тем самым чувствительность.* Использование резонаторов Фабри-Перо в плечах интерферометров впервые было предложено и осуществлено Роном Драйвером и др. [23].

Создание интерферометров с относительно небольшой базой преследовало следующие цели. Во-первых, выяснить возможные источники шума и наметить способы их снижения, во-вторых, отработать системы подвеса зеркал, с тем, чтобы отражающие зеркала интерферометра Фабри-Перо могли свободно перемещаться хотя бы в одном направлении, и, наконец, сформулировать научные и технологические задачи, которые необходимо решить при создании интерферометров с большим размером плеч. Проведенные исследования показали, что основными источниками шума, ограничивающими чувствительность лазерных детекторов, являются: дробовой шум фотоприемников, тепловой шум отражающих поверхностей зеркала и шумы подвеса зеркала, низкочастотные шумы сейсмического происхождения, флуктуации частоты и фазы лазерного излучения, флуктуации показателя преломления среды, в которой распространяется лазерный луч, тепловое «дрожание» оптических элементов конструкции и многое другое [25]. Оказалось также, что на зеркалах интерферометра, по невыясненным пока до конца причинам, скапливаются заряды, что, в частности, влияет на свободу перемещения зеркал из-за электростатической связи зарядов зеркала, образующих диполь, с окружающими металлическими элементами конструкции**.

Полученные знания и опыт в процессе создания и исследования лазерных интерферометров Майкельсона с небольшим размером плеч были использованы при создании уникальных интерферометров с гигантскими размерами плеч. Проект LIGO (Laser Interferometer Gravitational wave Observatory), созданный с целью непосредственного обнаружения гравитационных волн, начался в 1994 году и представлял собой два интерферометра с длиной плеч 4 км, расположенных на расстоянии 3003 км – один в Ливингстоне, штат Луизиана, другой в Хэндфорде, штат Вашингтон. В Хэндфорде интерферометр является двойным: в 4-х километровых туннелях для лазерных лучей располагается еще один интерферометр с длиной плеч 2 километра.

* Использование резонаторов или интерферометров Фабри-Перо в каждом из плеч интерферометра приводит к тому, что вместо однолучевой картины интерференции возникает многолучевая интерференция, что в конечном счёте, резко «обостряет» интерференционные максимумы.

** Подробный анализ источников шума в лазерных интерферометрах можно найти, например, в обзоре [13], там же содержатся ссылки на оригинальные работы по этим проблемам.

Одновременно с проектом LIGO началось создание гравитационных антенн с большим размером плеч, в Италии VIRGO [23,26] (около города Пиза) с длиной плеч 3 км, в Германии GEO-600 [26,27] (около города Ганновера) с длиной плеч 600 метров и подземного интерферометра в Японии ТАМА-300 (около города Токио) с длиной плеч 300 метров [28]. Лазерный интерферометр VIRGO это совместный проект Италии и Франции, а GEO-600 – совместный проект Великобритании (Кардиффского университета и Университета г. Глазго) и ФРГ (Институт Альберта Эйнштейна). Общие виды этих лазерных интерферометров (гравитационных антенн) приведены на рис. 3. В 2010 году в Японии приступили к созданию подземного лазерного интерферометра KAGRA как национального научного проекта. KAGRA будет иметь длину плеч 5 километров, располагаться на глубине 200–500 метров от поверхности горы Камиока, префектура Гифу. Охлаждаемые зеркала будут размещаться в гигантских подземных гелиевых криостатах. Поскольку падающее на поверхность сапфирового зеркала лазерное излучение вызывает его нагрев, ученым Японии предстоит решить весьма сложную проблему отвода тепла; рассматриваются несколько вариантов отвода тепла, один из них – использование сверхпроводящих кабелей с большой теплопроводностью [25, 28, 29].

В европейских странах сегодня ведется разработка подземного интерферометра, у которого расстояние между зеркалами интерферометра Фабри-Перо составит 10 километров (Эйнштейновский телескоп [30], см. также подборку публикаций по этой теме института Макса Планка [31, 32]).

Ведутся также работы по созданию космического интерферометра на гелио-стационарной орбите, у которого расстояние между зеркалами составит почти 1 миллион километров; совместный проект NASA (США) и Европейского космического агентства (ESA). Этот проект носит название LISA (Laser Interferometer Space Antenna), задачи, кооперацию и решаемые научные проблемы, подробно описаны в Интернете (см. [31]). Для отработки элементов проекта LISA и в частности технологии «спутник в спутнике», в декабре 2015 года был выведен на орбиту специальный спутник. Испытания прошли успешно. Реализация проекта LISA намечена на 2029 год.

При создании лазерных интерферометров пришлось преодолеть ряд научных, инженерных и технологических трудностей, связанных с определением наиболее важных источников шумов: подвеса и отражающей поверхности зеркала, флуктуаций источника лазерного излучения и определить влияние рассеяния лазерного излучения в оставшейся атмосфере каналов распространения луча, создать систему регистрации изменения фототока с малым уровнем шумов. В результате исследований пришли к некоторым важным выводам. Зеркала для лазерного излучения должны иметь высоко-

отражающие покрытия (при диаметре зеркал 35–40 см и весе 40 кг), их необходимо подвешивать на кварцевых нитях (предложение Брагинского) вместо стальных, как это было на первом этапе создания LIGO, подвесы должны иметь хорошую виброизоляцию от сейсмических шумов (несколько каскадов маятника), воздух вдоль путей распространения лучей должен быть откачан (см. [14]), для уменьшения относительного влияния дробовых шумов необходимо увеличивать мощность лазерного излучения. После нескольких лет работы эти проблемы были решены и выбраны оптимальные оптические схемы лазерных интерферометров. В качестве примера рассмотрим оптическую схему лазерного интерферометра LIGO, см. рис. 1.

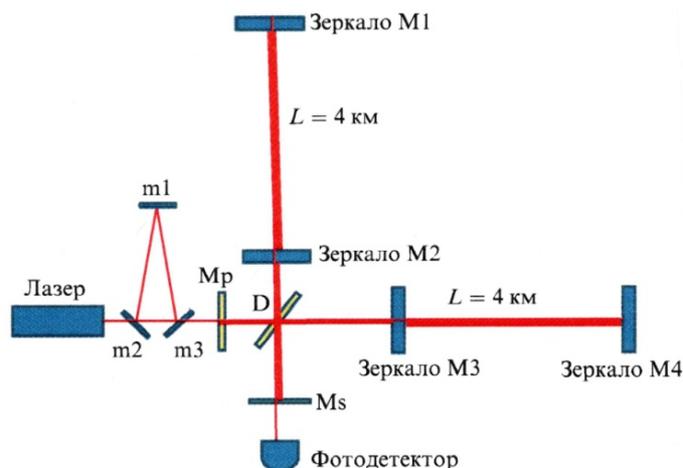


Рис. 1. Оптическая схема лазерного интерферометра LIGO

Лазерный луч проходит сквозь трехзеркальный резонатор Фабри-Перо (зеркала $m1$, $m2$, $m3$), в котором осуществляется модовая очистка, затем проходит через зеркало M_p и попадает на делитель D , расщепляющий входной луч на два луча почти равной интенсивности, после чего он попадает в плечи интерферометра, в каждом из которых находятся интерферометры Фабри-Перо, образованные зеркалами M_1 , M_2 , M_3 и M_4 соответственно. Эти резонаторы удлиняют плечи в число пробегов луча в интерферометре Фабри-Перо. Зеркала M_1 , M_2 , M_3 и M_4 являются свободными, они могут свободно перемещаться вдоль направления распространения луча. Вышедшие из плеч интерферометра лучи, проходят вновь делитель D , интерферируют, и затем интенсивность этих двух проинтерферировавших лучей измеряется фотоприемником. Дополнительное зеркало M_p с зеркалами M_2 (и M_3) образует еще один интерферометр Фабри-Перо, который необходим для

повышения мощности лазерного излучения циркулирующих внутри интерферометров Фабри-Перо. Увеличение мощности лазерного излучения в резонаторах Фабри-Перо интерферометра приводит к увеличению отношения сигнал/дробовой шум. После делителя перед фотоприемником устанавливают еще одно полупрозрачное зеркало M_s , образующее дополнительные интерферометры Фабри-Перо в каждом из плеч, которое служит для «обострения» картины интерференции. Зеркала M_p и M_s в англоязычной литературе часто называют *power recycling mirrors* и *signal recycling mirrors* соответственно. Интерферометр настраивается так, чтобы продифрагировавшие лучи полностью погасили друг друга – так называемая деструктивная интерференция. Такой канал регистрации обычно называют – *dark port*. Оптическая схема Virgo, как LIGO, представляет собой лазерный *интерферометр Майкельсона*, в каждом плече которого находятся оптические резонаторы Фабри-Перо с расстояниями между зеркалами 3 километра. Лазерный луч распространяется в трубе, в которой поддерживается высокий вакуум для исключения рассеяния из-за флуктуаций показателя преломления воздуха и в особенности паров воды. Диаметр трубы 1.2 метра. Для удаления водяного пара перед каждым циклом измерений трубы интерферометра прогреваются до 150 °С в течение нескольких суток. Зеркало M_s в интерферометре VIRGO не используется, а вместо него устанавливается дополнительный интерферометр Фабри-Перо для выделения сигнала интерференции и очистки от нежелательных компонент излучения.

Для повышения чувствительности лазерных гравитационных антенн типа LIGO, VIRGO необходимо увеличить мощность лазерного излучения внутри многокилометровых резонаторов Фабри-Перо, которые образуют ортогональные плечи интерферометра Майкельсона. Сегодня мощность лазерного излучения внутри резонатора Фабри-Перо составляет около 100 кВт, а в будущем она должна достичь 830 кВт. Ясно, что столь высокие значения мощности лазерного излучения внутри резонаторов Фабри-Перо предъявляют весьма жесткие требования к зеркалам резонатора, которые выступают как свободные массы и в качестве основного чувствительного элемента, регистрирующего гравитационное излучение. Для обеспечения высокого коэффициента отражения лазерного излучения на зеркала резонатора наносят многослойные покрытия из четвертьволновых слоев SiO_2 , Ti_2O_5 . Это уникальная технология, которая была разработана специально для программы LIGO и VIRGO.

Созданные антенны в течение последующих 10 лет исследовались и постоянно совершенствовались. Достигнутая на первом этапе чувствительность созданных антенн составляла около $h \approx 10^{-21}/\sqrt{\text{Hz}}$ (для LIGO в области максимальной чувствительности на частоте 150 Hz). В конце 2010 года

начался демонтаж антенн первого поколения LIGO LIGO, GEO-600, VIRGO и TAMA-300 с целью их последующего переоборудования в антенны второго поколения - Advanced LIGO, GEO-HF, Advanced VIRGO соответственно. Завершение переоборудования и запуск новых антенн AdvanceLIGO были осуществлены к середине 2015 года, а обсерватории AdvancedVIRGO планируют закончить к концу 2016 года. Коллаборации LIGO и VIRGO договорились о совместной обработке данных с детекторов. Частотные зависимости чувствительности лазерных интерференционных антенн или гравитационных обсерваторий показаны на рис.2. Там же приведена чувствительность резонансной антенны AURIGA. Видно, что большинство существующих и создающихся интерференционных антенн обладают наибольшей чувствительностью в диапазоне вблизи 100-150 Hz, что определяется уровнем шумов, но все они, что важно, обладают весьма широкой спектральной полосой.

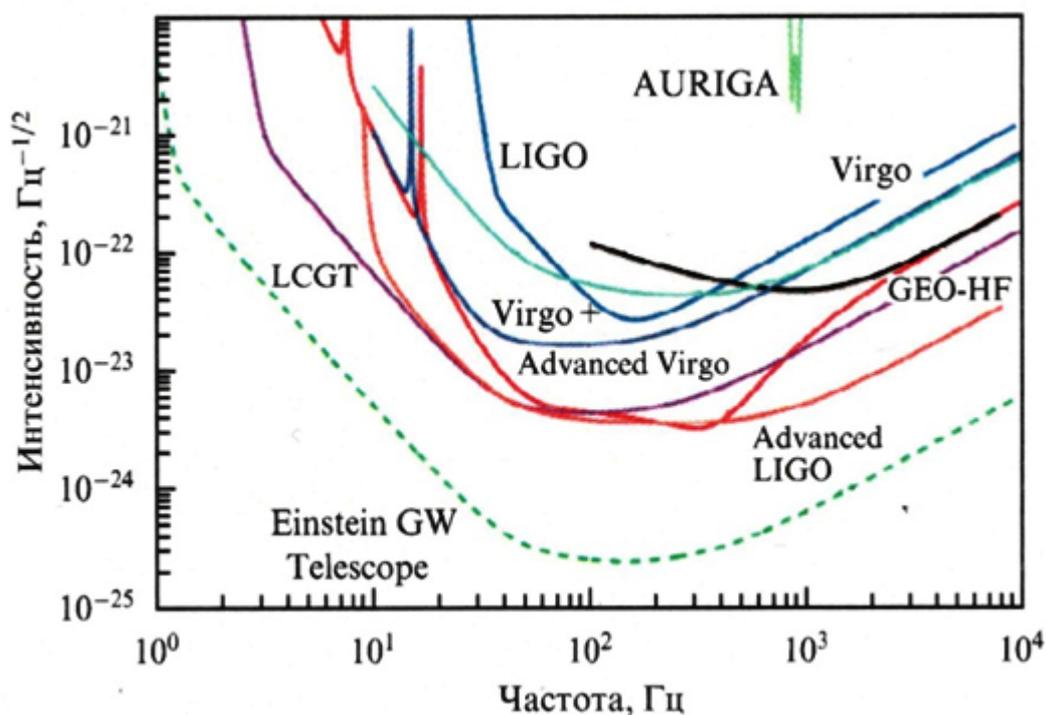


Рис. 2. Частотные зависимости чувствительности лазерных интерференционных антенн или гравитационных обсерваторий

Общий вид лазерных гравитационных антенн показан на рис. 3.



Рис. 3. Общий вид лазерных гравитационных антенн

Подробный анализ оптических схем созданных интерферометров можно найти в многочисленных обзорах и статьях, отметим лишь некоторые особенности интерферометров с большим размером плеч.

Значительные размеры плеч интерферометра Майкельсона, например, для VIRGO – 3 км, Advanced LIGO – 4 км, для Einstein Telescope планируются 10 км.

Массивные пробные массы, в роли которых выступают зеркала интерферометра Фабри-Перо – Майкельсона, 40 кг в Advanced LIGO и 200 кг в Einstein Telescope.

Большие оптические мощности, циркулирующая в плечах, – в Advanced LIGO – сегодня более 100 кВт, запланированы 830 кВт, в Einstein Telescope – 3 МВт.

Для уменьшения рассеяния лазерного излучения и флуктуаций показателя преломления – использование системы сверхвысокого вакуума (до 10^{-9} торр) вдоль всего пути распространения лазерного луча (суммарная протяжённость для LIGO – 8 км при диаметре трубы 1.5 метра, для VIRGO – 6 км при диаметре трубы 1.2 метра, для KAGRA-6-8 км, Einstein Telescope – 30 км).

Использование систем подвеса пробных масс (зеркал), обеспечивающих эффективную изоляцию от сейсмических шумов.

Охлаждение пробных масс до температур порядка 20 К и ниже, с учётом нагрева световой энергии, поглощаемой в зеркалах (KAGRA, Einstein Telescope).

Использование больших зеркал с высокоэффективным многослойным диэлектрическим отражающим покрытием.

Ожидается, что после серии улучшений пороговая чувствительность существующих лазерных интерферометров в ближайшее время достигнет значений лучше $h \approx 4 \cdot 10^{-23}$ в диапазоне частот от 30 до 500 Гц, что должно позволить вести регулярную регистрацию излучения ГВ. Пороговая чувствительность подземного интерферометра Einstein Telescope, запуск которого запланирован на 2029 год, должна достичь ещё более впечатляющего значения $h \approx 4 \cdot 10^{-25}$ в диапазоне частот от 0.03 МГц до 0.1 Гц.

4. Непосредственное обнаружение гравитационных волн

11 февраля 2016 года американскими учеными официально было объявлено об обнаружении гравитационных волн от слияния двух черных дыр в двойной системе. Объявление было сделано на официальной пресс-конференции, созванной учеными совместно с Американским национальным научным фондом, финансирующим этот проект. Обнаружение ГВ было осуществлено на двух лазерных интерферометрах Advanced LIGO в Ливингстоне и Хэндфорде 14 сентября 2015 года с высокой надежностью, доверительный интервал превышал 5 сигма. Полученный интерферометрами сигнал, который приведен в работе [1], показан на рис. 4 сверху, из которого видно, что он представляет собой «чирп» (сигнал с почти линейной частотной модуляцией), частота которого меняется от 35 до 250 Гц в течение двух десятых секунды.

Этому событию было присвоено имя GW150914, что соответствует дате наблюдения: 2015 год, 9 месяц, 14 числа – и тем самым устанавливается правило регистрации таких событий. Сравнение наблюдаемых сигналов с имеющейся библиотекой (более 250 000 различных случаев) сценариев коллапса двойной системы, как утверждают авторы [1], позволило сделать вывод о том, что произошло слияние двух черных дыр с начальными значениями масс $36_{-4}^{+5} M_{\odot}$ и $29_{-4}^{+4} M_{\odot}$, где M_{\odot} – масса Солнца. Однако впоследствии эти данные претерпели уточнения: значения масс стали $35_{-3}^{+5} M_{\odot}$ и $30_{-3}^{+4} M_{\odot}$.

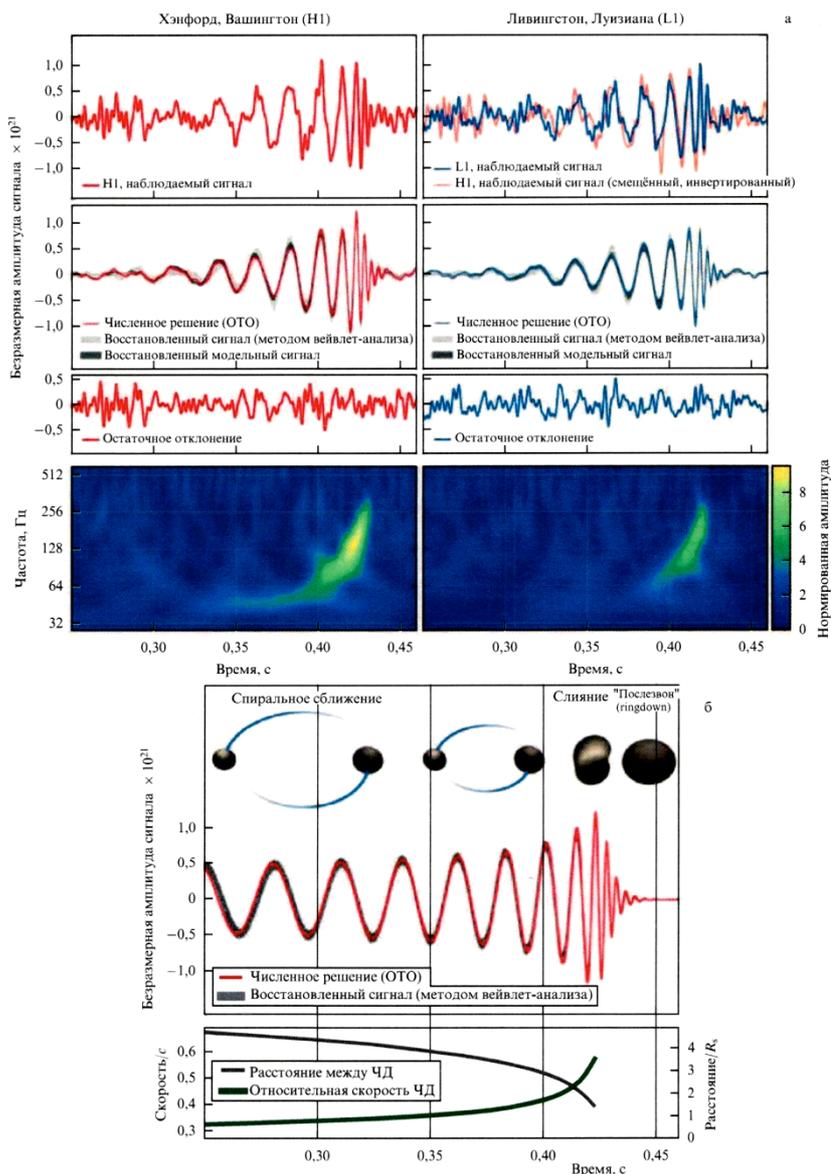


Рис. 4. Полученный интерферометрами сигнал, показанный сверху

Необходимо отметить, что наблюдаемый интерферометрами сигнал, излучаемый бинарной системой черных дыр, помимо значения масс зависит еще от многих независимых параметров: моментов вращения каждой ЧД, взаимного положения этих моментов и пространственного положения их относительно орбиты вращения ЧД, положения плоскости орбиты вращения ЧД относительно линии наблюдения, взаимного расположения линии

наблюдения и диаграммы направленности приемной антенны и, конечно, от величины интенсивности излучения самих ГВ (светимости). Задача определения светимости может быть найдена путем решения релятивистской задачи о вращении двух ЧД в условиях сильного гравитационного потенциала, когда скорости движения масс сравнимы со скоростью света. В условиях указанной выше большой неопределенности приходится привлекать различные модельные и приближенные методы получения уравнений движения двойных систем в пост-ньютоновском приближении с учетом «спин-спинового» и «спин-орбитального» взаимодействия вращающихся масс, а затем уже использовать численные методы решения. Тем не менее, вопрос о начальном значении параметров (см. [33] и цитируемую в нем литературу) коллапсирующих двойных систем все же остается открытым, и для получения более точных значений необходимы дальнейшие одновременные наблюдения с будущим поколением нескольких лазерных интерферометров, обладающих большей чувствительностью. Результирующая масса черной дыры оказалась на $3_{-0.5}^{+0.5} M_{\odot}$ меньше суммы исходных масс ЧД – этот дефицит массы ушел на излучение ГВ. Источник ГВ, который был обнаружен 14 сентября 2015 года, GW150914 расположен на расстоянии 1.3 миллиарда световых лет; соответствующее красное смещение оказалось равным $z = 0.09_{-0.04}^{+0.03}$. Сигнал вначале пришел на интерферометр в Ливингстоне, а спустя $6.9_{-0.4}^{+0.5}$ миллисекунд – на интерферометр в Хэнфорде. Это позволило авторам сделать вывод о том, что источник ГВ находится на южной небесной полусфере. Наличие временного запаздывания около 7 мс свидетельствует о внеземном происхождении обнаруженного сигнала.

26 декабря 2016 года было обнаружено второе событие [34], которому присвоено имя GW151226. Обнаруженный двумя интерферометрами Advance LIGO и очищенный с помощью согласованной фильтрации сигнал представлен на рис.5.

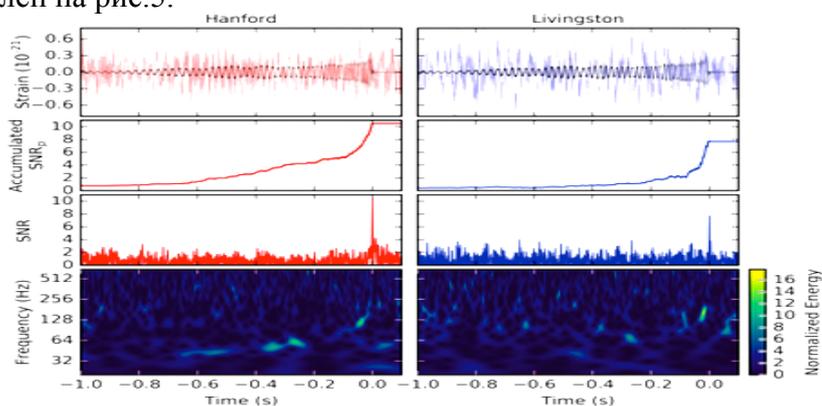


Рис. 5.

Видно, что сигнал, как и в случае GW150914, представляет собой «чирп», частота которого на протяжении 55 циклов меняется от 35 до 450 Гц. Общая длительность выделенного из шума сигнала составила около 1 секунды. Проведенный анализ показал, что такой сигнал соответствует коллапсу двух ЧД, массы которых на начальном этапе коллапса составляла $14.2^{+8.3}_{-3.7} M_{\odot}$ и $7.5^{+3.3}_{-2.3} M_{\odot}$, а после коллапса – суммарная масса созданной новой ЧД составила $20.8^{+6.1}_{-1.7} M_{\odot}$. Дефицит массы в $1.0^{+0.1}_{-0.2} M_{\odot}$, согласно [34.35], излучился в виде ГВ. Остальные значения найденных в процессе обработки результатов наблюдения, взятые из работы [34], оказались следующие: «чирп» масса

$$M_c = \left(\frac{m_1 m_2}{(m_1 + m_2)^{1/3}} \right)^{3/5}, \quad (11)$$

равной $8.9^{+0.3}_{-0.3} M_{\odot}$, излученная в виде ГВ энергия $-1.1^{+0.1}_{-0.2} M_{\odot} = 3.3^{+0.8}_{-1.6} \cdot 10^{56}$ эрг/с, расстояние от Земли до источника излучения 440^{+180}_{-190} мегапарс, что составляет примерно $1.36 \cdot 10^{27}$ см, красное смещение $z = 0.09^{+0.03}_{-0.04}$, безразмерная амплитуда ГВ в точке приема $h = 3.4^{+0.7}_{-0.9} \cdot 10^{-22}$, время запаздывания сигнала между интерферометрами в Хэндфорде $1.1^{+0.3}_{-0.3}$ миллисекунд (на интерферометр Ливингстоне сигнал пришел первым). Отношение сигнал/шум как в GW150914, так и GW151226, оказалось более 13, т.е. более 5 сигма, что соответствует вероятности ложного обнаружения менее 10^{-7} . Калибровка чувствительности лазерных интерферометров осуществлялась путем подачи на пробные массы, т.е. зеркала модулированного лазерного излучения [36]. Это дополнительное излучение из-за эффекта светового давления оказывало известное давление на зеркала, под действием которого они смещались на небольшое, но известное расстояние, и в интерферометре возникал сигнал. (Это один из немногих примеров практического использования эффекта светового давления). Величина потока энергии ГВ оценивалась по значению безразмерной амплитуды ГВ, измеренной на обоих интерферометрах Advance LIGO и знанию расстояния до источника излучения по красному смещению. Наиболее интенсивное по времени излучение ГВ возникает вблизи коллапса, и именно в этот момент и был зафиксирован сигнал в событиях GW150914 и GW151226. Временная форма сигнала, предшествующая моменту сближения для различных сценариев (т.е. при различных начальных условиях), была найдена заранее, и необходимо было сравнить эти имеющиеся сигналы с результатами наблюдения в условиях шума. По существу, эта задача сводится к подбору оптимального фильтра путем вычисления максимального значения свертки сигнала и оптимального фильтра (см. обзор [37, 39]).

Остановимся вкратце на основных физических идеях аналитического описания процесса слияния двух ЧД.

Поскольку излучение ГВ есть эффект $(v/c)^5$, где v – характерная скорость движущихся масс в системе, то ясно, что для описания системы гравитирующих тел можно построить функцию Лагранжа с точностью до $(v/c)^4$ [6,38] и затем получить уравнения движения. Когда отношение (v/c) приближается к единице, использовать такой подход для получения уравнений движения становится невозможным и необходимо развивать другие методы. Вблизи коллапса характерная скорость ЧД, как легко показать, используя ньютоновское приближение в задаче двух тел, будет $v/c \cong \sqrt[3]{\pi G(m_1 + m_2)f}/c$, где f – частота гравитационной волны. Это отношение для GW150914 в самом начале процесса наблюдения, когда $f = 20$ Hz, составит $v/c \approx 0.32$, а для GW151226 ($f = 35$ Hz) будет равно 0.2. Такое относительно большое значение отношения (v/c) требует для описания процесса сближения ЧД использовать иные методы, выходящие за ньютоновское приближение. Такие методы были развиты на основе теории последовательных приближений, в которой в качестве параметра «малости» выступало отношение (v/c) , и функцию Гамильтона для задачи двух тел получали методом последовательных приближений [6, 37–39], причем на каждом этапе приближения учитывались потери энергии на излучения ГВ, а метрика пространства-времени соответствовала решению Шварцшильда [6]:

$$ds^2 = -\left(1 - \frac{2G(m_1 + m_2)}{c^2 r}\right) dt^2 + \frac{dr^2}{1 - \frac{2G(m_1 + m_2)}{c^2 r}} + r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2). \quad (12)$$

Такой подход позволил выйти за пределы ньютоновского приближения и построить уравнения движения для задачи двух тел, учитывающей спин-спиновое и спин-орбитальное взаимодействие вращающихся масс. Численное решение полученных уравнений (при разных значениях начальных масс m_1, m_2 и моментов вращения) были затем использованы для получения библиотеки различных сценариев коллапса двух ЧД. Для окончательных выводов и получения конкретных данных о событиях GW150914 и GW151226 проводили сравнение измеренных временных сигналов с имеющимися сценариями в данных, используя при этом различные модели, как при наличии вращения ЧД, так и без такового. Временная форма сигнала на этапе спирального сближения может быть представлена в виде [37]:

$$h(t) = h_0 v^2(t) \cos \phi(v(t)), \quad (13)$$

где h_0 – нормировочная амплитуда сигнала, зависящая от масс сливающихся ЧД, и расстояния до источника излучения, а также взаимного расположения антенны и источника; $\phi(v(t))$ – фаза, зависящая от относительной скорости $v(t)$ сливающихся масс. Из формулы (13) видно, что для определения формы сигнала необходимо найти в явном виде зависимость относительной скорости $v(t)$ от времени. Для этого можно воспользоваться следующими соображениями. Будем считать, что полная релятивистская энергия системы $E(v(t)) = E_{total}(v(t)) - Mc^2$ зависит только скорости $v(t)$, и система вращающихся ЧД теряет энергию только на излучение ГВ, тогда [37] $\frac{dE}{dt} = -\Upsilon_{GW}(t)$, где $\Upsilon_{GW}(v(t))$ – поток ГВ, уносящий из системы энергию, и тогда из этого соотношения следует, что

$$\frac{dv}{dt} = \frac{dE/dt}{dE/dv} = -\frac{\Upsilon_{GM}(v(t))}{dE/dv}. \quad (14)$$

Из соотношения для кеплеровской задачи следует $\omega^2 r^3 = GM$, и замечая, что $\omega(t) = d\phi(t)/dt$ (считается что $\left| \frac{dv^2/dt}{v^2} \right| \ll \left| \frac{d\phi}{dt} \right|$), получим второе уравнение

$$\frac{d\phi}{dt} = \frac{v^3(t)}{GM}, \quad (M = m_1 + m_2). \quad (15)$$

Система уравнений (14), (15) при известной зависимости потока $\Upsilon_{GW}(v(t))$ и энергии позволяет найти зависимость скорости и фазы от времени и тем самым описать зависимость сигнала от времени. Для нахождения зависимости $\Upsilon_{GW}(v(t))$ и энергии от скорости в условиях, когда скорости сравнимы со скоростью света, необходимо использовать постньютоновские приближения ОТО, используя разложения в ряд по параметру $v(t)/c$. Существенно отметить, что постньютоновские приближения для $\Upsilon_{GM}(v(t))$ и $E(v(t))$ снимают вырождения относительно масс коллапсирующих ЧД и моментов вращения, и поэтому допускают их независимое определение. Полученные таким способом выражения $\Upsilon_{GM}(v(t))$ и $E(v(t))$ были представлены в уравнения (14, 15) и затем найдены численные решения этих уравнений при разных значениях, входящих в задачу параметров. Найденные таким способом различные решения составили базу данных возможных сценариев, а затем

были использованы как библиотека различных согласованных фильтров, которые использовались при вычислении корреляции наблюдаемого сигнала с соответствующим согласованным «библиотечным» фильтром. Значения масс и моментов вращения согласованного фильтра, который обеспечивал максимальное значение коррелятора, приписывались наблюдаемому сценарию ГВ. В результате такого анализа и были получены численные значения масс и моментов вращения ЧД. В условиях отсутствия полноты начальных данных и невозможности их получить – это лучшее, что можно сделать для интерпретации результатов наблюдений. Конечно, вопрос о единственности определенных таким способом данных остается открытым.

Для быстрых численных оценок иногда можно пользоваться и ньютоновским приближением. Действительно, из графиков наблюдений видно, что перед слиянием сигнал представляет собой форму, близкую к синусоиде, и поэтому из выражения (7) и связи $\omega^2 r^3 = GM$ легко получить уравнение для изменения радиуса вращения от времени для круговой орбиты

$$\frac{dr(t)}{dt} = -\frac{64G^3 m_1 m_2 (m_1 + m_2)}{5c^5} r^{-3}(t).$$

Решение уравнения позволяет найти интервал времени от начала измерений t_1 до некоторого момента t_2 ,

$$\Delta t = \frac{5c^5}{256G^{5/3} m_1 m_2 (m_1 + m_2)} (r^4(t_1) - r^4(t_2)), \quad \Delta t = t_1 - t_2. \quad (16)$$

Формула для интервала времени получена в ньютоновском приближении, однако в начале процесса слияния, когда массы находились на большом расстоянии и относительные скорости были малы ($r \gg r_g, v/c < 1$), этим приближением можно пользоваться. (Конечно, интервал времени в сильном гравитационном поле черной дыры, как известно [6, 7], меняется). В интервале времени, как в интегральной величине, доля неньютоновского интервала времени становится тем меньше, чем больше интервал времени наблюдения. Полагая, что наблюдаемый процесс сближения ЧД начался в момент времени, когда расстояние между ЧД было значительно больше суммы их радиусов Шварцшильда, из соотношения (16) получим

$$M_c = \frac{1}{M_\odot} \frac{5c^5}{256 \pi^{8/3} G^{5/3}} \frac{1}{\Delta t} (f^{-8/3}(t_1) - f^{-8/3}(t_2)), \quad (17)$$

где $f(t_1), f(t_2)$ – минимальное и, соответственно, максимальное значение частот ГВ, (напомним, частота гравитационных волн в ньютоновском приближении в два раза выше частоты вращения), а M_c – чирп масса ЧД. Эта простая формула позволяет по известному значению минимальной частоты

и интервала наблюдения оценить значение чирп массы ЧД, что весьма удобно для получения быстрых оценок [40]. Анализ результатов наблюдения показывает, что по времени можно выделить три области: область низких частот, когда возможно ньютоновское описание; промежуточная область частот, когда отношение v/c составляет заметную часть от единицы, и третью высокочастотную область или область непосредственно перед коллапсом, когда $v/c \sim 1$ и расстояние между ЧД сравнимо с радиусом Шварцшильда. Поэтому формула (17) применима именно к первой, низкочастотной области, когда движение происходит почти по круговым орбитам, и тогда измерение двух значений частот в этой области позволяет найти значение чирп массы ЧД. Действительно, воспользуемся данными, полученными в результате наблюдения GW150914 и GW151226. Для события GW150914 область частот ГВ простирается от 20 до 50 Гц, интервал времени Δt составляет примерно чуть больше половины всего времени наблюдения, т.е. примерно 0,12 с; подставляя эти значения в формулу (11) для чирп массы, получаем $28.23 M_{\odot}$ солнечных масс, что очень близко к значениям, приведенным в работе [1] – $28.19 M_{\odot}$. Аналогично для события GW151226 имеем: в начальном временном интервале $\Delta t \approx 0.85$ секунды, $f(t_1) = 35$ Гц и для значения чирп массы получаем $10,9 M_{\odot}$ солнечных масс, что несколько выше, чем приведено в работе значение [36] – $8.9_{-0.3}^{+0.3} M_{\odot}$. Такое расхождение, возможно, связано с несколько более низким сигналом ГВ, чем в случае события GW150914. Отметим, что значение чирп массы сильно зависит от точного значения частоты $f(t_1)$; например, если значения частоты $f(t_1) = 35$ Гц взять значение $f(t_1) = 39,5$ Гц, то для того же значения интервала Δt , получаем значение чирп массы, приведенное в работе [85], т.е. $8.9_{-0.3}^{+0.3} M_{\odot}$. Поэтому необходимо более точное определение периода ГВ в особенности в начале процесса наблюдения. Использование простых соотношений для определения чирп масс весьма полезно, поскольку в этой временной области излучение ГВ еще недостаточно сильное и справедливость ньютоновского приближения не вызывает сомнений. Конечно, частота ГВ и интервал времени в сильном гравитационном поле ЧД, как известно [6, 7], меняются. Однако интервал времени, в отличие от частоты, это интегральная величина, и доля ее изменения будет тем меньшей, чем длиннее интервал времени, в котором осуществляются наблюдения. Что касается релятивистской области больших скоростей и сильных гравитационных полей, то в этом случае необходимы другие подходы [38], в особенности, когда необходимо учитывать вклады от вращения ЧД. В этой области в настоя-

щее время ведутся интенсивные теоретические исследования, изучаются различные модели и сценарии коллапсов не только ЧД, но и нейтронной звезды с черной дырой и др.

Создание третьего поколения лазерных интерферометров для регистрации гравитационного излучения ставит ряд сложных задач, которые предстоит решить. Повышение мощности лазерного излучения, циркулирующего внутри интерферометра Фабри-Перо, требует решения задачи отвода тепла от зеркала. Многослойная периодическая структура, образованная методами напыления слоев с разным значением показателя преломления и которая обеспечивает высокий коэффициент отражения лазерного излучения, имеет толщину $(\lambda/4) \cdot N$, где λ – длина лазерной волны в слое, N – число слоев. Для лазерного излучения на длине волны $\lambda = 1.06$ мкм и $N = 44$ эта толщина составляет 11 микрон, и именно в ней происходит поглощение лазерного излучения. При уровнях мощности лазерного излучения более 100 кВт поглощаемая в этом весьма тонком слое энергия вызывает деформацию зеркала, и поэтому приходится принимать соответствующие меры по отводу тепла и предотвращению деформации поверхности зеркала [40]. Учитывая, что в следующих поколениях лазерных интерферометров, в которых мощности лазерного излучения еще более возрастут, например, в Эйнштейновском телескопе они согласно проектам будут достигать 3-х мегаватт, а зеркала будут иметь большую площадь и массу, встает вопрос о поиске путей снижения нагрева и отвода тепла. В этой связи представляет интерес рассмотреть некоторые другие возможности создания отражающих структур [42]. Известно, что синусоидальные периодические структуры показателя преломления, которые могут быть созданы в среде с помощью звуковой волны, могут обеспечить коэффициент отражения (в отсутствие поглощения) сколь угодно близкий к единице [42]. При этом изменение показателя преломления будет незначительным, а большой коэффициент отражения достигается за счет параметрической связи падающей и отраженной волны на достаточно протяженной периодической структуре. На этой основе создаются различные акустооптические приборы (спектрометры, электронно-перестраиваемые оптические фильтры), и представляет определенный интерес использование подобных структур и в лазерных интерферометрах в качестве отражающих зеркал [43]. Конечно создание такой структуры с помощью звуковой волны вряд ли подходит для зеркал интерферометров типа LIGO, VIRGO, однако использование одномерных фотонных кристаллов с нужной периодической структурой изменения диэлектрической проницаемости среды позволит решить проблему получения высокого коэффициента отражения и отвода тепла. Ясно, что поглощение лазерного излучения в материале всегда значительно ниже, чем в напыленной пленке, поэтому при

выполнении условия $4\gamma_m l_m \ll \gamma_p \lambda N$, где γ_m , γ_p – коэффициенты поглощения излучения в материале и пленке соответственно, l_m – длина отражающей периодической структуры в материале зеркала, поглощение в зеркале будет существенно меньше, чем в пленочной структуре. Заметим также, что рассеивающий объём, в отличие от пленочной структуры, будет существенно больше и, следовательно, удельный нагрев будет меньше, а условия рассеяния тепла в окружающее пространство станут лучше. Что касается технологии создания периодических структур, то существующая технология создания береговских зеркал в оптическом волокне может быть использована и для получения одномерных протяженных структур. Возможна также технология получения одномерной периодической структуры путем прокатывания через цилиндрические валки соответствующей заготовки, в которой заранее приготовлена необходимая периодическая структура показателя преломления с большим масштабом. Наконец, возможна технология, когда с помощью стоячей лазерной волны в нагретой среде, в которой имеются нано частицы с большим значением диэлектрической проницаемости, которые постепенно перераспределяются, образуя соответствующую периодическую структуру, сохраняющую после охлаждения свое пространственное распределение.

Относительно подвеса самого зеркала необходимо отметить следующее. Известно, что падающее на зеркало достаточно мощное излучение поляризует его, и у зеркала появляется электрический дипольный момент [40]. Возникновение у зеркала дипольного момента из-за электростатической индукции должно приводить к дополнительной связи зеркала с окружающим оборудованием, в особенности с высоко проводящими металлическими конструкциями. Эта дополнительная связь может оказаться весьма нежелательной, в особенности при модуляции лазерного луча, который используется при калибровке чувствительности интерферометров. Возникновение дипольного момента у зеркала особенно опасно при наличии электрического заряда у зеркала, появление которого до конца пока еще не выяснено.

5. Источники излучения гравитационных волн

Как видно из формулы (5), интенсивность излучения ГВ чрезвычайно мала. Как указал в свое время В.А. Фок, источником излучения интенсивных гравитационных волн могли бы быть различные космологические катастрофы, например, слияние двух нейтронных звезд или каких-либо других массивных объектов. Я.Б. Зельдович [43] и его коллеги еще в 60-х годах обратили внимание на важную роль коллапса двойных звезд, но после осознания того факта, что во Вселенной возможно существование большого количества двойных звезд и особенно двойных черных дыр, стало ясно, что наиболее

Альманах современной метрологии, 2017, № 9

подходящими источником ГВ для наблюдения является коллапс двух или более черных дыр. Впервые на это обратил внимание В.М. Липунов с коллегами (1997) [8] (см. также там обзор В.М. Липунова [8]), они же впервые разработали так называемую «машину сценариев», позволяющую описать поведение во времени процесса коллапса системы, состоящей из двух черных дыр или двух обычных звезд, а также обычной звезды и черной дыры. Полученные эволюционные сценарии для различных типов и значений звездных масс и расстояний между звездами позволили указать зависимость от времени частоты излучения гравитационных волн: сигнал оказался похожим на чирп, т.е. частота растет со временем по весьма сложному закону (вначале близкому к линейному). Это оказалось крайне важным для настройки интерферометров и подборе соответствующих тест-сигналов при калибровке, а также «подсказке» выбора сценариев эволюционного процесса при интерпретации результатов первых наблюдений. В работе В.М. Липунова и др. [8] справедливо было указано, что первыми событиями, которые могли бы быть обнаружены с помощью интерферометров, должны быть процессы слияния звезд с релятивистскими скоростями с участием черных дыр. Это и было подтверждено в первых наблюдениях [1].

Слияние двух черных дыр представляет самый мощный процесс во Вселенной, при котором выделяется огромная (но конечная) энергия. Оценим величины этой энергии. При столкновении двух масс выделяемая энергия, очевидно, будет Mc^2/τ , где M – полная масса системы, τ – характерное время столкновений. Минимальное значение характерного времени столкновений τ , очевидно, не может быть меньше, чем время, в течение которого масса "пробежит" расстояние, равное гравитационному радиусу Шварцшильда, в предположении, что масса движется со скоростью света c , т.е. $\tau \approx R/c = 2GM/c^3$. Подставляя это значение интервала времени τ в формулу для максимально возможной мощности излучения, получаем

$$Mc^2/\tau \approx c^5/G \approx 4.5 \cdot 10^{59} \text{ эрг} \cdot \text{с}^{-1} \quad (18)$$

Существенно, что полученная эта оценка мощности излучения системы с массой M не зависит от самой массы. При получении выражения (18) было использовано решение задачи Шварцшильда (потенциал гравитационного поля для центрально-симметричной задачи, откуда следует значение радиуса Шварцшильда), и принципа специальной теории относительности о предельной скорости движения любой частицы. Конечно, это лишь оценка, и она может корректироваться в силу разных причин, однако она дает верхнюю оценку, превзойти которую в рамках теории относительности невозможно. Оценки излучения ГВ, полученные в ходе наблюдения GW150914, всего лишь на два порядка оказываются меньше указанной в работе [1] величины.

После первого непосредственного обнаружения GW150914 многие астрономы пытались найти сопутствующие явления, которые должны были бы свидетельствовать о процессе коллапса двух ЧД, однако поиски результатов не дали. Более того, сложившиеся к началу 2016 года представления о массах ЧД также вызывали некоторый скепсис: по разным оценкам, массы черных дыр должны бы были находиться в интервале до 15–20 солнечных масс, в то время как первые наблюдения сразу дали значительно большие значения, тем более, не для одиночных, а для двойных ЧД. Все эти сомнения развеяли недавние наблюдения астрономов небольшого участка далекой (ранней) области Вселенной, находящейся на расстояниях от 9 до 11 миллиардов световых лет. (Величина красного смещения z составляла от 3,5 до 6,5, что соответствовало ранней стадии Вселенной). Наблюдения были выполнены в рентгеновской части спектра с помощью телескопа «Chandra» в течение длительного времени (время экспозиции выбранного участка составляло около 109 с) [44]. Результаты этих длительных рентгеновских наблюдений показали, что активно идет процесс звездообразования с участием двойных ЧД с различным значением масс, а рентгеновское излучение есть следствие перетекания материи от одной звезды к другой с большей массой, что и порождает наблюдаемое излучение. Важно, что в области пространства, угловые размеры которой соответствуют угловым размерам Луны, источников рентгеновского излучения оказалось более 5000. Таким образом, количество ЧД во Вселенной оказывается значительно больше, чем считалось недавно и, более того, высказывается гипотеза о том, что первичные ЧД могут быть кандидатами на роль так называемой черной материи. Для доказательства этой гипотезы необходимо измерение фона ГВ во Вселенной.

Первое косвенное доказательство излучения ГВ двойной звездной системой было получено Тейлором и Хэлсом (Taylor and Hulse) [45, 46] (см. также [47, 48]) путем наблюдения за изменением периода обращения двойного пульсара PSR 1913+. Полученное доказательство существования ГВ относилось к случаю слабого гравитационного поля, когда гравитационные потери по сравнению с собственной энергией звезды очень малы. Эти наблюдения Пульсара PSR 1913+ радиоастрономы вели с 1974 года в течение более 15 лет на 300-метровом радиотелескопе в Пуэрто-Рико. Пульсар PSR 1913+ представляет собой компактную двойную звезду с близкими значениями масс, несколько большими, чем масса Солнца, и радиусами около десяти километров, расстояние между которыми всего в несколько раз больше расстояния между Землей и Луной. Изменение периода обращения двойного пульсара составляло всего $7.5 \cdot 10^{-7} \text{ с} / \text{год}$. Сопоставление результатов наблюдения с формулой общей теории относительности для изменения периода обращения от времени, которая следует из выражения (5), дало блестящее

согласие; отношение измеренного значения производной по времени периода обращения к значению, следующего из уравнений общей теории относительности на 15-летнем интервале измерений, оказалось равным

$$\left(\frac{dT}{dt}\right)_{meas} / \left(\frac{dT}{dt}\right)_{GT} = 1.0023 \pm 0.0047,$$

что соответствует погрешности менее 0.6%. Это было важное доказательство справедливости уравнений ОТО, но оно относилось к случаю слабого гравитационного поля и сравнительно малых скоростей движения массивных тел, когда справедливо ньютоновское приближения в задаче двух тел.

Заключение

Главный вывод, который следует сделать из непосредственного обнаружения гравитационных волн – это еще одно существенное доказательство справедливости уравнений общей теории относительности А. Эйнштейна в сильных гравитационных полях. Это означает также, что многочисленные линейные или полевые теории гравитации, которые не могут и не претендуют на объяснение процессов во Вселенной, не могут рассматриваться в будущем как основа для описания процессов в сильных гравитационных полях. Таким образом, прямое детектирование гравитационных волн означает также не только справедливость уравнений ОТО в сильных полях, но и доказывает их справедливость при описании движений больших масс с релятивистскими скоростями.

Непосредственное обнаружение ГВ можно рассматривать как доказательство существования черных дыр, и учитывая недавние экспериментальные наблюдения астрономами рентгеновского излучения, связанного с существованием ЧД, результаты GW150914 и GW151226 можно зачесть как первое экспериментальное наблюдение коллапса ЧД. Это новое окно во Вселенную, позволяющее глубже понять происходящие в ней процессы.

Создание лазерных интерферометров следующих поколений ставит новые технологические и научные задачи, решение которых будет способствовать прогрессу во многих областях науки, техники, метрологии. Особо следует отметить поиск новых технологий создания высокоотражающих поверхностей с использованием материалов или, как сейчас модно называть, фотонных кристаллов. Не случайно многие страны мира приступили к разработке и созданию нового поколения лазерных интерферометров в космосе, под землей и глубоко в горах, преследуя при этом не только фундаментальные, но и сугубо практические цели. К сожалению, в нашей стране так и не нашлось средств для создания гравитационно-волновой обсерватории, не-

смотря на то, что многие советские и российские ученые стояли у истоков этого направления и внесли существенный вклад в его становление и развитие (см. недавние обзоры, опубликованные по материалам Научной сессии Отделения физических наук [49–52]). Что касается истории открытия ГВ, то можно привести список наиболее существенных, имеющих отношение к открытию и обнаружению гравитационных волн работ, по данным журнала *Science Magazine* (Feb. 11, 2016):

1915 – Albert Einstein publishes general theory of relativity, explains gravity as the warping of spacetime by mass or energy;

1916 – Einstein predicts massive objects, whirling in certain ways will cause spacetime ripples-gravitational waves;

1936 – Einstein has second thoughts and argues in a manuscript, that the waves don't exist-until reviewer points out a mistake;

1962 – Russian physicists M.E. Gertsenshtein and V.I. Pustovoit publish paper sketch optical method for detecting gravitational waves – to no notice;

1969 – Physicist Joseph Weber claims gravitational wave detection using massive aluminum cylinders-replication efforts fail;

1972 – Rainer Weiss of the Massachusetts Institute of Technology (MIT) in Cambridge independently proposes optical method for detecting waves;

1974 – Astronomers discover pulsar orbiting a neutron star, that appears to be slowing down due to gravitational radiation-work that later earns them a Nobel Prize;

1979 – National Science Foundation (NSF) funds California Institute of Technology in Pasadena and MIT to develop design for LIGO;

1990 – NSF agrees to fund \$250 million LIGO experiment;

1992 – Sites in Washington and Louisiana selected for LIGO facilities; construction starts 2 years later;

1995 – Construction starts on GEO600 gravitational wave detector in Germany, which partners with LIGO and starts taking data in 2002;

1996 – Construction starts on VIRGO gravitational wave detector in Italy, which starts taking data in 2007;

2002–2010 – Runs of initial LIGO- no detection of gravitational waves;

2007 – LIGO and VIRGO teams agree to share data, forming a single global network of gravitational wave detectors;

2010–2015 – \$205 million upgrade of LIGO detectors;

2015 – Advanced LIGO begins initial detection runs in September;

2016 – On 11 February, NSF and LIGO team announce successful detection of gravitational waves.

Итак, четвертая работа в списке – работа россиян, однако замечание, что она не была замечена («to no notice»), не является справедливым.

Литература

1. Abbott B.P. et al.// Phys. Rev. Lett., 2016, 116, 061102.
2. Einstein A. Sitzber Preuss.Acad.Wiss, 688, 1916; The foundation of the general theory of relativity.// Ann. Phys., Leipzig, 1916, 49, 769.
3. Einstein A. О гравитационных волнах. Собрание научных трудов. – М.: Наука, 1965, т.1, с. 631-646; см. также Sitzber Preuss. Acad.Wiss, 688, 1918, 154.
4. Einstein A., Rosen N.// Journal of the Franklin Institute, v. 353, Issue 14, p. 3313-3656 (September 2016);
<http://www.sciencedirect.com/science/journal/00160032/223/1>
5. Nurowski P. Towards a theory of gravitational radiation or What is a gravitational wave? King's College London, 28 April, 2016;
https://www.fuw.edu.pl/~potor/nurowski_waves.pdf
6. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля. – М.: Наука, 1988.
7. Фок В.А. Теория пространства, времени и тяготения. – М: ГИФМЛ, 1961, 564 с.
8. Липунов В.М., Постнов К.А., Прохоров М.Е.// Письма в Астр. Журн., 1997, 23, 563, Lipunov V. M., Postnov K. A., Prokhorov M. E.// Astron. Lett., 1997, 23, 492, (см. также В. М. Липунов. Астрофизический смысл открытия гравитационных волн// УФН, 2016, т. 186, № 9, 1011–1022), 2016.
9. Weber J.// Phys. Rev. 1960, 117, 306, 1967, 18, 498 // Phys. Rev. Lett., 1968, 20, 1307, Phys. Rev. Lett., 1969; 22, 1320, Phys. Rev. Lett., 1970; 25, 180, Phys. Rev. Lett., 1973, 31, 779; Nature, 1972, 240, 28.
10. Зельдович Я.Б., Новиков И.Д. Теория тяготения и эволюция звезд. – М.: Наука, 1971, 484 с.
11. Брагинский В.Б. и др.// ЖЭТФ, 1974, 39, 387–392.
12. Брагинский В.Б., Манукин А.В., Попов Е.И., Руденко В.Н., Хорев А.А.// Письма в ЖЭТФ, 1972, 16, 157-160 (см. также Брагинский В.Б. Детекторы гравитационного излучения// УФН, 1970, 100, 723.
13. Kuroda K.// Int.J.Mod.Phys.D, 2015, v.24, 14, 1530032.
14. Герценштейн М.Е., Пустовойт В.И.// ЖЭТФ, 1962, 43, 605–607 (см.также// Sov. Phys. JETP, 1962, v.16, p. 433 и В.И. Пустовойт. Избранные труды. – М.: Наука, 2014, с. 28–31).
15. Ginsburg V.L. Inter. Conf. On Gravitation. – Warsaw, July, 1963.
16. Weber J., IL Nuovo Cimento, 1955–1965, 1963, т. 29, № 4, p. 930–934.
17. Moss G.E., Miller L.R., Forward R.L.// Appl. Opt., 1971; 10, 2495, Forward R.// Phys. Rev., 1978, D17, 379.

18. Weiss R. Quarterly Progress Report, 105, April 15, 1972 (Cambridge, MA: Massachusetts, Research Laboratory of Electronics, 1972), p. 54; <https://dcc.ligo.org/P720002/public>
19. Grote H. (for the LIGO Scientific Collab.)// *Class. Quantum Grav.*, 2008, 25, 114043.
20. Robertson D.I. et al.// *Rev. Sci. Instrum.*, 1988, 66, 4447.
21. Takahasbi R. et al.// *Phys. Lett.*, 1997, A 187, 157.
22. Heflin E.G., Kawashima N., ISAS Research Note, 557, (Kanagawa: Institute of Space and Astronautical Science, 1995).
23. Flaminio R. et al., [http://icfa-nanobeam.web.cern.ch/icfa-nano beam/paper/Flaminio_Virgo.pdf](http://icfa-nanobeam.web.cern.ch/icfa-nano%20beam/paper/Flaminio_Virgo.pdf)
24. Drever R.W.P. et al./ in *Proc. of the Ninth Intern. Conf. on General Relativity and Gravitation*, Jena, 14–19 July, 1980 (Ed. E Schmutzer) (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1983), p. 265.
25. Whitcomb S.E.// *Class. Quantum Grav*, 2008; 25, 114013, see also <http://resolver.caltech.edu/CaltechAUTHORS:WHIcqq08>.
26. Luck H. et al.// *Class. Quantum Grav.*, 2006, 23, S71.
27. Winkler Wet al.// *Opt. Commun*, 2007, 280, 492.
28. Aso Y. et al. (The KAGRA Collab.)// *Phys. Rev.*, 2013, D 88, 043007.
29. National Astronomical Observatory of Japan, 2014, 247, http://www.nao.ac.jp/contents/naoj-news/data/nao_news_0247.pdf
30. Amaro-Seane P. et al. Einstein Telescope Design Study: Vision Document, [http://staff.ustc.edu.cn/~wzhao7/c_index_files/main.files/ET.pdf](http://staff.ustc.edu.cn/~wzhao7/c_index_files/main_files/ET.pdf)
31. Publications of AEI Potsdam and AEI Hannover, The Max Planck Institute for Gravitational Physics (Albert Einstein Institute), <http://www.aei.mpg.de/10388/MPI%20for%20Gravitational%20Physics>; in 7th Einstein Telescope (ET) Symp., 2–3 February 2016, Florence, Italy; <http://www.et-gw.eu/7et>
32. Punturo M. et al.// *Class. Quantum Grav.*, 2010, 27, 194002.
33. Campanelli M. et al.// *Phys. Rev. Lett.*, 2006, 96, 111101, gr-qc/0511048.
34. Abbott B.P. et al. (LIGO Scientific Collab., Virgo Collab.)// *Phys. Rev. Lett.*, 2016; 116, 061102, arXiv:1602.03837.
35. Abbott B.P. et al. (LIGO Scientific Collab.)// *Phys. Rev.*, 2016; X 6, 041015, arXiv:1606.04856.
36. Pretorius F.// *Phys. Rev. Lett.*, 2005, 95, 121101, gr-qc/0507014.
37. Гришук Л.П. Р et al.// *Phys. Usp.*, 2001, 44, 1, УФН, 2001, 171, 3.
38. Пустовойт В.И., Баутин А.В.// *ЖЭТФ*, 1964, 46, 1368, *Sov. Phys. JETP*, 1964, 19, 937; Пустовойт В.И. *Избранные труды*. – М.: Наука, 2014, с. 31–37.

39. Allen B. et al.// Phys. Rev., 2012, D 85, 122006, gr-qc/0509116; Cannon K et al.// Phys. Rev. 2010, D 82, 044025, arXiv:1005.0012; Blanchet L. et al.// Phys. Rev. Lett., 1995, 74, 3515, gr-qc/9501027; Khan S. et al.// Phys. Rev., 2016; D 93, 044007, Damour T., Jaranowski P., Sch afer G Phys. Lett., 2001, B 513 147, gr-qc/0105038; Blanchet L. et al.// Class. Quantum Grav., 2008, 25 165003, arXiv:0802.1249; Damour T., Iyer B. R., Nagar A.// Phys. Rev., 2009, D 79, 064004. Blanchet L.// Living Rev. Rel. 2014, 17, 2, arXiv:1310.1528.
40. Пустовойт В.И.// Физические основы приборостроения, 2016, 5 (1) 7.
41. Пустовойт В.И.// Докл. РАН.– М., 2006, 407, 472–477, Dokl. Phys., 2006, 51, 165, В.И. Пустовойт. Избранные труды.– М.: Наука, 2014, с. 42–52.
42. Nesterenko E A, Pustovoit V. I.// J. Commun. Technol. Electron, 2010, 55, 1024, Radiotekh. Elektron, 2010, 55, 192.
43. Зельдович Я.Б.// ДАН СССР, 1964, 9, 195, Sov.Phys. Dokl., 1964, 9, 195.
44. Vito F., Gilli R., Vignali C. et al. The deepest X-ray view of high-redshift galaxies: constraints on low-rate black-hole accretion, arXiv:1608.02614v1 [astro-ph.GA] 8 Aug 2016.
45. Taylor J.H. (Jr.)// Rev. Mod. Phys., 1994, 66, 711.
46. Hulse R.A. The discovery of the binary pulsar.// Rev. Mod. Phys., 1994, 66, 699, Nobel Lecture, December 8, 1993, http://www.physics.upatras.gr/UploadedFiles/course_149_8459.pdf.
47. Weisberg J.M., Taylor J.H., Fowler L.A.// Sci. Am, 1981, 245 (10), 66, Translated into Russian// УФН, 1982, 137, 707.
48. Will C.M.// УФН, 1994, 164,765, Phys. Usp., 1994, 37, 697.
49. Пустовойт В.И.// УФН, 2016, 186, 1131–1152.
50. Хазанов Е.А.// УФН, 2016, 186, 975–1000.
51. Черепашук А.М.// УФН, 2016, 186, 1001–1010.
52. Брагинский В.Б., Биленко И.А., Вятчанин С.П., Городецкий М.Л. и др.// УФН, 2016, 186, 968–974.
53. Липунов В.М.// УФН, 2016, 186, 1011–1022.