

Дорога к открытию гравитационных волн

В.Б. Брагинский, И.А. Биленко, С.П. Вятчанин, М.Л. Городецкий,
В.П. Митрофанов, Л.Г. Прохоров, С.Е. Стрыгин, Ф.Я. Халили

14 сентября 2015 г. было зарегистрировано первое прямое детектирование гравитационной волны на двух детекторах LIGO (Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory) в США. Рассказывается о вкладе в это открытие группы под руководством В.Б. Брагинского физического факультета Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова.

Ключевые слова: гравитационные волны, интерферометр Advanced LIGO, шум в гравитационно-волновых детекторах, квантовые измерения

PACS numbers: 04.30.-w, 04.80.Nn, 95.55.Ym

DOI: 10.3367/UFNr.2016.03.037811

Содержание

1. Введение (968).
 2. Экспериментальные исследования шумов подвеса зеркал (968).
 3. Экспериментальные исследования электрических зарядов на зеркалах (969).
 4. Экспериментальное исследование избыточных шумов (969).
 5. Расчёт тепловых шумов зеркал (970).
 6. Параметрическая колебательная неустойчивость (971).
 7. Квантовые измерения (972).
 8. Заключение (972).
- Список литературы (973).

1. Введение

14 сентября 2015 г. в 5:51 по Стандартному восточному времени (EST) (в 13:51 по московскому времени (МСК)) в США на двух детекторах-близнецах Advanced LIGO (Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory) в Ливингстоне (штат Луизиана) и в Хэнфорде (штат Вашингтон) был зарегистрирован гравитационный сигнал. Статья об этом событии [1] опубликована от имени сообществ LIGO Scientific Collaboration и Virgo Collaboration.

Анализ формы сигнала позволил заключить, что источником гравитационной волны является слияние двух чёрных дыр массами около $29 M_{\odot}$ и $36 M_{\odot}$ (M_{\odot} — масса Солнца), которое произошло на расстоянии около 1,3 млрд световых лет. При этом за доли секунды в виде

гравитационного излучения выделилась энергия около $\simeq 3M_{\odot}c^2$ (!). На последнем этапе чёрные дыры сблизилась на расстояние порядка радиуса Шварцшильда $R_c = 2GM/c^2$ (G — гравитационная постоянная, M — общая масса сливающихся чёрных дыр, c — скорость света), относительная скорость чёрных дыр перед слиянием составляла около половины скорости света.

Величина гравитационного сигнала достаточно велика (соответствует уровню $5,1\sigma$). Кроме того, осуществлена независимая регистрация двумя детекторами, разнесёнными на расстояние около 3000 км (сработала схема совпадений). Два этих обстоятельства позволяют заключить, что впервые осуществлена *прямая* регистрация гравитационных волн.

Напомним, что в 1993 г. Дж. Тейлору и Р. Халсу была присуждена Нобелевская премия по физике за *косвенное* открытие гравитационных волн по изменению периода двойного радиопульсара PSR 1913 + 16. В соответствии с общей теорией относительности излучение гравитационных волн двойной звездой должно привести к потере энергии вращения и, как следствие, к увеличению частоты вращения; наблюдаемое увеличение частоты совпало с предсказанием теории [2].

Программа LIGO как научный мегапроект была начата в 1992 г. (открыто финансирование Национальным научным фондом (NSF) США). Научная группа физического факультета Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова (МГУ) под руководством В.Б. Брагинского вела работы по гравитационной тематике с 1970-х годов, в начале 1990-х она приступила к работам по лазерным гравитационно-волновым антеннам. Ниже описаны основные направления этой работы.

2. Экспериментальные исследования шумов подвеса зеркал

Подвес пробных масс гравитационно-волнового детектора Advanced LIGO (ALIGO) представляет собой сложную четырёхступенчатую структуру, обеспечивающую подавление сейсмических воздействий на пробные

В.Б. Брагинский, И.А. Биленко, С.П. Вятчанин, М.Л. Городецкий,
В.П. Митрофанов, Л.Г. Прохоров, С.Е. Стрыгин, Ф.Я. Халили.
Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
физический факультет,
Ленинские горы 1, стр. 2, 119991 Москва, Российская Федерация
E-mail: igor@hbar.phys.msu.ru, vyat@hbar.phys.msu.ru,
gorm@hbar.phys.msu.ru, mitr@hbar.phys.msu.ru,
prokhorov@hbar.phys.msu.ru, strigin@hbar.phys.msu.ru,
khalili@hbar.phys.msu.ru

Статья поступила 19 мая 2016 г.

массы и управление их положением для поддержания настройки интерферометра. Основной вклад в тепловой шум вносит нижняя ступень, в которой пробная масса M (зеркало интерферометра) подвешена как маятник, имеющий собственную круговую частоту маятниковой моды колебаний ω_0 и угол механических потерь $\varphi = Q^{-1}$, где Q — добротность маятниковой моды колебаний. Спектральная плотность мощности теплового шума смещения пробной массы на частоте Ω имеет вид [3]

$$S_x(\Omega) = \frac{4k_B T \omega_0^2 \varphi(\Omega)}{\Omega M [(\Omega^2 - \omega_0^2)^2 + \omega_0^4 \varphi^2(\Omega)]}, \quad (1)$$

где k_B — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура.

Диапазон рабочих частот 30–5000 Гц гравитационно-волнового детектора находится значительно выше резонансной частоты маятниковой моды (около 1 Гц). На этих частотах пробные массы могут рассматриваться как свободные, а спектральная плотность теплового шума пропорциональна углу потерь φ . Уменьшение потерь является ключевым фактором снижения теплового шума. Механические потери φ маятниковой моды определяются потерями в нитях подвеса маятника. Заметим, что они значительно меньше, чем потери в материале, из которого изготовлены нити. Это связано с тем, что энергия маятника в основном запасается в виде бездиссипативной энергии гравитационного поля и только небольшая часть — в виде энергии упругих деформаций [4]. Другие моды подвеса, такие как струнные, продольные и т.д., также дают вклад в тепловой шум пробных масс в зависимости от степени их связи с горизонтальным движением пробных масс.

Пробные массы, изготовленные из высокочистого плавленного кварца, были подвешены на стальных проволоках в детекторах первого поколения (Initial LIGO). Такие подвесы не позволяли достигнуть минимальных потерь энергии для собственных мод упругих колебаний пробной массы и колебаний её центра масс. Кроме того, в них возникал крайне нежелательный дополнительный избыточный шум.

В группе В.Б. Брагинского был разработан монолитный подвес пробной массы из плавленного кварца на нитях также из плавленного кварца, вытянутых в пламени кислородной горелки [5]. В результате дальнейших исследований подвесы были усовершенствованы и было экспериментально продемонстрировано, что время затухания маятниковых колебаний кварцевой пробной массы составляет около пяти лет, что соответствует добротности $Q = 1,8 \times 10^8$ [6, 7]. Измеренные значения добротности струнных мод колебаний кварцевых подвесов также превысили 10^8 [8, 9]. На основе этих исследований был разработан квазимонолитный кварцевый подвес пробных масс для детекторов ALIGO [10]. В настоящее время в группе проводятся исследования подвесов кремниевых пробных масс [11] для криогенного гравитационно-волнового детектора следующего поколения LIGO Voyager [12].

3. Экспериментальные исследования электрических зарядов на зеркалах

Другая проблема связана с электрическими зарядами, которые всегда присутствуют на кварцевых пробных

массах. Их источником являются любые контакты пробной массы с другими объектами, в частности с ограничителями движения, вызванного землетрясениями, процессы десорбции газов и пр. Важным фундаментальным процессом генерации электрических зарядов в пробных массах являются космические лучи [13, 14]. Заряды взаимодействуют с окружающей пробную массу телами и электрическими полями, создавая дополнительную флуктуационную силу, действующую на пробную массу. Для снижения шумов, вызванных электростатическими зарядами, требуются уменьшение их количества и увеличение времени релаксации зарядового распределения.

В экспериментах, проведённых на физическом факультете МГУ, детально исследовались процессы миграции электрических зарядов по поверхности образцов из плавленного кварца, взаимодействие зарядов с окружающими телами и полями, а также с электрическим полем электростатического актюатора, используемого для подстройки положения пробных масс — зеркал интерферометра. Было установлено, что время релаксации электрического заряда, нанесённого на пробную массу, достигает трёх лет [15, 16]. При столь больших временах релаксации и при используемой в LIGO технике нейтрализации электрических зарядов удаётся значительно снизить зарядовый шум [12].

4. Экспериментальное исследование избыточных шумов

Одной из серьёзных проблем при создании детекторов гравитационных волн могли стать избыточные (нетепловые) механические шумы. Откликом детектора на воздействие гравитационной волны является малое ($\leq 10^{-18}$ м) изменение расстояния между пробными массами, а такие события происходят достаточно редко. При этом структурные изменения (движение дислокаций, появление и развитие микротрещин, диффузия примесей и т.п.) в материале пробной массы и её подвеса могут привести к высвобождению запасённой энергии и возбуждению колебаний, имитирующих отклик на гравитационную волну. Подобным эффектом является акустическая эмиссия, обычно наблюдаемая в напряжённых конструкциях из металлов и сплавов. Критическими элементами являются подвесы, которые в детекторах первого поколения, как уже говорилось, представляли собой стальные проволоки, а в современных детекторах — кварцевые нити. При нагрузке в 40 кг запасённая в нити упругая энергия более чем на 20 порядков превышает энергию, соответствующую отклику на гравитационную волну.

В 1995–1998 гг. была поставлена серия экспериментов, направленных на поиск избыточных шумов в прототипах подвесов. Вначале избыточные шумы были обнаружены в вольфрамовых проволоках [17], затем — в образцах стальных проволок, предоставленных лабораторией LIGO [18]. Для измерений применялся интерферометр Майкельсона, в качестве зеркал которого использовалась поверхность исследуемых образцов — проволок. Измерялись флуктуации амплитуды тепловых колебаний для основной струнной моды. Поскольку масса нитей много меньше предполагаемой массы нагрузки, требования к чувствительности установки были существенно меньшими, чем в самих детекторах. Полу-

ченные результаты были использованы в детекторах LIGO первого поколения — диаметр нитей подвеса был увеличен, что позволило ослабить (но не устранить) данный эффект.

После этого в нашей лаборатории были проведены исследования кварцевых нитей. Использовались оригинальная монолитная кварцевая конструкция с миниатюрным зеркалом и интерферометр Фабри–Перо. Механическая добротность исследуемых струнных мод составляла $> 10^7$, чувствительность — 9×10^{-14} см Гц $^{-1/2}$. На уровне 1% от равновесных тепловых колебаний избыточные шумы обнаружены не были, что позволило предсказать, что в детекторах гравитационных волн второго поколения с подвесом на кварцевых нитях данный эффект проявляться не будет [19].

5. Расчёт тепловых шумов зеркал

Луч света, многократно отражаясь в плечах интерферометра LIGO, набирает фазу, пропорциональную hL , где h — безразмерная добавка к метрике (вызванная гравитационной волной), L — длина плеча. Поэтому тепловые флуктуации поверхности зеркал, от которых свет отражается в плечах, будут маскировать полезный сигнал и вносить неизбежную ошибку в измерения. В ALIGO одним из основных факторов, ограничивающих чувствительность, являются тепловые флуктуации поверхности зеркала, усреднённые по профилю мощности падающего света.

Напомним, флуктуационно-диссипативная теорема утверждает, что спектральная плотность тепловых шумов некоторой обобщённой координаты на выбранной частоте Ω определяется диссипацией на этой частоте, точнее мнимой частью восприимчивости [20, 21].

Исторически первыми были рассчитаны тепловые шумы поверхности зеркал из-за потерь в материале, из которого сделаны зеркала [21, 22]. В частности, спектральная плотность $S(\Omega)$ флуктуаций поверхности, усреднённых по профилю мощности лазерного луча $\sim \exp(-2r^2/w^2)$ с эффективным радиусом w (r — радиальная координата), выражается в виде

$$S(\Omega) = \frac{4k_B T}{\Omega} \frac{1 - \nu}{\sqrt{\pi} Y_w} \phi, \quad (2)$$

где Ω — спектральная частота (рад с $^{-1}$), Y , ν — модуль Юнга и коэффициент Пуассона, ϕ — угол потерь, формально определяемый как мнимая добавка к модулю Юнга, $Y \Rightarrow Y(1 + i\phi)$. Заметим, что в настоящее время принята модель так называемых структурных потерь [3], в которых угол потерь ϕ не зависит от частоты Ω (напротив, в модели вязких потерь ϕ формально зависит от частоты).

В настоящее время пробные массы изготовлены из высококачественного плавленного кварца. В начале 2000-х годов предлагалось в детекторах следующего поколения сделать пробные массы из искусственного сапфира, у которого угол потерь был несколько меньшим. Нами было показано, что кроме структурных потерь есть термоупругие потери, которые в сапфире оказались большими [23].

Физической причиной термоупругих потерь являются фундаментальные флуктуации температуры, которые через тепловое расширение превращаются в дополнительные флуктуации поверхности зеркала. Была полу-

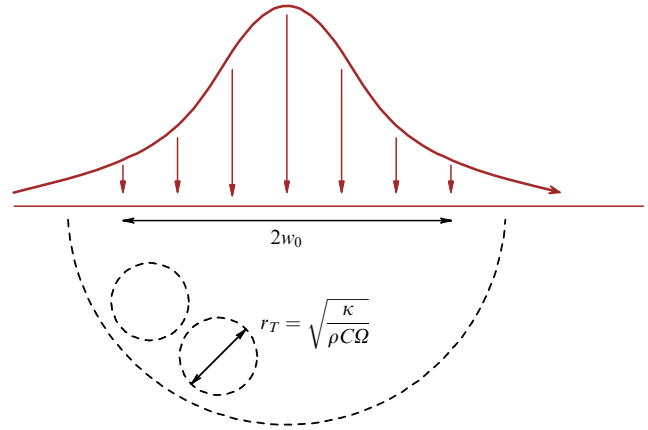


Рис. 1. К качественному объяснению термоупругих шумов. Флуктуации поверхности зеркала усредняются по гауссову профилю мощности падающего луча шириной w . В эти флуктуации дают вклад независимые флуктуации температуры в малых объёмах, размером порядка длины r_T тепловой диффузии на частоте Ω .

чена соответствующая спектральная плотность $S_{TE}(\Omega)$ для простой модели, в которой зеркало заменяется полубесконечным пространством [23]:

$$S_{TE} = \frac{16k_B T^2 \alpha^2 (1 + \nu)^2 \kappa}{\sqrt{\pi} (C\rho)^2 w^3 \Omega^2}, \quad (3)$$

где α — коэффициент теплового расширения, C — теплоёмкость, κ — коэффициент теплопроводности, ρ — плотность (материала зеркала).

Формулу (3) можно вывести из полуклассических соображений (рис. 1), рассматривая флуктуации поверхности, усреднённые по пятну радиусом w , много большим характерной длины тепловой диффузии r_T на частоте Ω ,

$$r_T = \sqrt{\frac{\kappa}{\rho C \Omega}}, \quad r_T \ll w. \quad (4)$$

Для детектора ALIGO характерная частота $\Omega/(2\pi) \approx 100$ Гц, $w \approx 6$ см. В плавленном кварце $r_T \approx 2 \times 10^{-3}$ см — неравенство $r_T \ll w$ выполняется с запасом. Можно рассчитать термодинамические флуктуации температуры в каждом малом объёме $\sim r_T^3$ и флуктуации размера из-за теплового расширения,

$$\Delta x_T = \alpha_b \Delta T r_T \approx \alpha_b \sqrt{\frac{k_B T^2}{\rho C r_T^3}} r_T,$$

α_b — коэффициент теплового расширения малого объёма. Флуктуации температуры в каждом объёме можно считать независимыми друг от друга, количество таких объёмов можно оценить как $N \approx w^3/r_T^3$. Тогда флуктуации смещения \bar{X} пятна, усреднённого по пятну радиусом w , можно оценить как сумму независимо флуктуирующих объёмов:

$$\bar{X}^2 \approx \frac{(\Delta x_T)^2}{N} \approx \frac{\alpha^2 k_B T^2}{(\rho C)^2 w^2 \Omega}. \quad (5)$$

Сравнивая (3) с (5), видим, что соотношение $\bar{X}^2 \approx S_{TE} \Delta \Omega$ выполняется с точностью до множителя порядка еди-

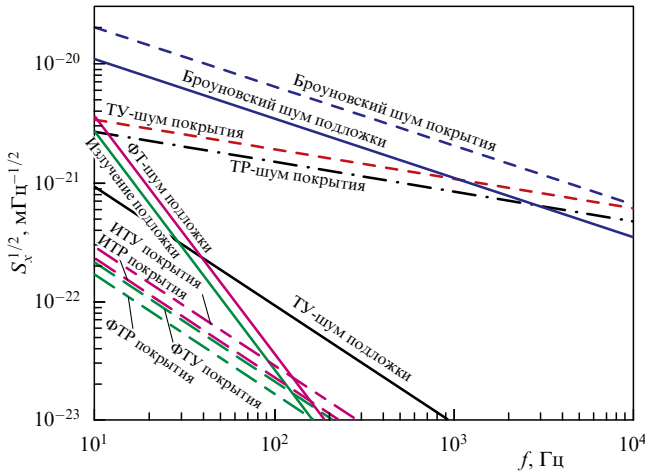


Рис. 2. Вклад различных шумов в зеркалах ALIGO, пересчитанных через корень из спектральной плотности мощности флуктуационного смещения зеркал.

ницы, если положить $\Delta\Omega \simeq \Omega$, т.е. наше полукачественное рассмотрение справедливо.

Вообще, количество тепловых шумов различной природы довольно велико — можно говорить о "зоопарке шумов" [24]. На рисунке 2 представлены некоторые из них. В настоящее время основной вклад дают броуновские шумы в интерференционном покрытии зеркал [25, 26].

Те же термодинамические шумы температуры являются причиной флуктуации показателя преломления отражающего покрытия — так называемые терморепрфрактивные шумы [27], которые впервые были экспериментально обнаружены в кварцевых микрорезонаторах на модах шепчущей галереи [28].

Поскольку источник термоупругих и терморепрфрактивных шумов один и тот же (термодинамические флуктуации температуры), значит, они могут частично компенсировать друг друга, что и было показано [29, 30].

Также были рассчитаны тепловые шумы различной природы в многослойном отражающем покрытии [20, 31, 32], дифракционной решётке, используемой вместо зеркала [33], и отклоняющем зеркале в эксперименте GEO 600 [34] (на нём распределение падающей мощности имеет вид интерференционных полос).

Для того чтобы избежать флуктуаций в отражающем покрытии или их уменьшить, было предложено использовать уголкового отражатели вместо зеркал [35] и двойные зеркала (эталон Халили) [36–38].

Дополнительно были рассчитаны шумы, которые вызывают ливни космических частиц [13, 14], а также фотоупругие шумы (флуктуации объёма вызывают флуктуации показателя преломления) [39] и шумы спонтанной кристаллизации [40] в плавном кварце. Было показано, что все они дают незначительный вклад в общий шум ALIGO.

6. Параметрическая колебательная неустойчивость

При больших световых мощностях, которые должны циркулировать в плечах лазерного интерференционного детектора (в ALIGO планируется 800 кВт), появляются условия для возникновения нежелательных нелинейных

эффектов, в том числе параметрической колебательной неустойчивости (ПКН) [41]. Суть ПКН заключается в перекачке энергии из основной накачиваемой моды, имеющей частоту ω_0 , резонатора Фабри–Перо в оптическую стоксову моду частотой ω_1 (не накачиваемую) и моду упругих колебаний частотой ω_m в одном из зеркал при выполнении условия частотного синхронизма

$$\omega_0 \simeq \omega_1 + \omega_m. \tag{6}$$

Механизм такого процесса очевиден. С одной стороны, при существовании малых колебаний в стоксовой оптической моде возникает пондеромоторная сила, действующая на зеркало на разностной частоте $\omega_0 - \omega_1 \simeq \omega_m$, которая резонансно "раскачивает" механические колебания зеркала благодаря эффекту Доплера приводят к появлению отражённых от зеркала волн с комбинационными частотами $\omega_0 \pm \omega_m$, одна из которых (на частоте $\omega_0 - \omega_m \simeq \omega_1$) резонансно возбуждает колебания в оптической стоксовой моде. При увеличении мощности накачки на частоте ω_0 указанные механизмы будут приводить ко всё большей перекачке энергии. В соответствии с соотношениями Мэнли–Роу энергия от волны накачки будет передаваться оптической стоксовой и механической модам. Данный эффект ПКН может рассматриваться как внесение отрицательного затухания.

В резонаторе Фабри–Перо ПКН возникает при достижении порогового значения циркулирующей мощности W при выполнении условия [41]

$$\mathcal{R} = \frac{W\omega_1}{cLm\omega_m\gamma_1\gamma_m} \frac{A_1}{1 + (A_1/\gamma_1)^2} > 1, \tag{7}$$

$$A_1 \equiv \frac{V \int \mathcal{A}_0 \mathcal{A}_s^* u_z \, d\mathbf{r}_\perp}{\int |\mathcal{A}_0|^2 \, d\mathbf{r}_\perp \int |\mathcal{A}_s|^2 \, d\mathbf{r}_\perp \int |\mathbf{u}(\mathbf{r})|^2 \, d\mathbf{r}}, \tag{8}$$

$$A_1 = \omega_0 - \omega_1 - \omega_m, \tag{9}$$

где γ_1, γ_m — коэффициенты затухания стоксовой оптической и упругой мод, L — расстояние между зеркалами резонатора Фабри–Перо, m — масса зеркала, A_1 — величина расстройки, A_1 — коэффициент перекрытия распределений основной, стоксовой оптических мод и упругой моды, $\mathcal{A}_0, \mathcal{A}_s$ — функции распределения светового поля по сечению пучка основной и стоксовой мод, u_z — перпендикулярная к поверхности основания цилиндрического зеркала компонента вектора смещений \mathbf{u} упругой моды, $\int d\mathbf{r}_\perp$ соответствует интегрированию по поверхности зеркала, а $\int d\mathbf{r}$ — интегрированию по объёму зеркала V .

При заданной частоте накачки ω_0 необходимо проанализировать все подходящие комбинации стоксовых и упругих мод, удовлетворяющих условию (6), и проверить для них выполнение условия (7). Число таких пар может быть относительно большим. Причём если собственные частоты и распределения оптических мод в резонаторе Фабри–Перо со сферическими зеркалами могут быть вычислены аналитически, то упругие моды зеркал приходится рассчитывать численно. К счастью, для резонатора с зеркалами конечных размеров дифракционные потери оптических мод возрастают с увеличением порядка мод (это означает увеличение оптического затухания γ_1), поэтому количество рассчитываемых оп-

тических мод ограничено (около 40). Стоит заметить, что частоты ω_m упругих мод зеркал резонатора Фабри–Перо по порядку величин сопоставимы с основным межмодовым интервалом $\Delta\omega_{\text{fgr}} = \pi c/L \approx 2 \times 10^5 \text{ с}^{-1}$ резонаторов Фабри–Перо в плечах ALIGO, что облегчает выполнение условия (6).

Была дополнительно проанализирована ПКН в ALIGO с зеркалом рециркуляции мощности [42], зеркалом рециркуляции сигнала [43], при наличии немного разных плеч [44], в лазерном детекторе GEO 600 [45]. Был выполнен более детальный анализ с численным расчётом упругих мод зеркала [46], при использовании лаггер-гауссовой моды в качестве основной (это обсуждалось как вариант уменьшения тепловых шумов) [47].

В качестве одного из способов подавления ПКН было предложено использовать резонаторы с прорежённым спектром, так называемые "одномодовые" резонаторы [48, 49], в которых уменьшено количество возможных оптических стоксовых мод.

Были рассчитаны процессы развития ПКН [50, 51], с тем чтобы можно было по предвестникам принимать меры подавления ПКН. ПКН наблюдалась экспериментально на модели резонатора Фабри–Перо с мембраной [52] и в полномасштабном интерферометре ALIGO [53].

Детальный обзор по ПКН в лазерных гравитационных детекторах можно найти в [54, 55].

7. Квантовые измерения

В Initial LIGO гравитационные волны регистрировались по смещению оконечных зеркал интерферометра, играющих роль пробных масс, с точностью около 4×10^{-18} м (средняя частота и полоса частот около 100 Гц). Сейчас в ALIGO точность порядка 3×10^{-19} м; в проект заложена точность 1×10^{-19} м.

Заметим, что измерение таких малых смещений было экспериментально продемонстрировано ещё в 1980-х годах [56] с помощью сверхпроводящего ёмкостного датчика: $\delta x \approx 10^{-19}$ м, но при большом времени измерения (10 с) и малом зазоре (4 мкм). Ключевое отличие измерения смещений в LIGO заключается в малом времени измерения (0,01 с вместо 10 с) и огромном расстоянии между зеркалами (4 км вместо 4 мкм). В ALIGO будет достигнута уникально малая ошибка *относительного* смещения: $\delta x/L \approx 2,5 \times 10^{-23}$.

Уже при планировании LIGO было понятно, что при такой малой ошибке измерения смещений должны проявиться квантовые ограничения. Известно, что при непрерывном измерении координаты появляется так называемый Стандартный квантовый предел (СКП) (Standard Quantum Limit — SQL), впервые предсказанный В.Б. Брагинским [57].

Для пояснения СКП рассмотрим частный случай: на свободную массу m действует сила F , которую надо зарегистрировать, измеряя её координату дважды через интервал времени τ . Изменяя первый раз координату с точностью Δx_1 , мы неизбежно сообщим случайный импульс $\delta p_1 \simeq \hbar/2 \Delta x_1$ в соответствии с принципом неопределённости Гейзенберга. После измерения координаты второй раз с точностью Δx_2 получим ошибку разности координат $x_- = x_2 - x_1$:

$$\Delta x_-^2 = \Delta x_1^2 + \frac{\Delta p_1^2 \tau^2}{m^2} + \Delta x_2^2. \quad (10)$$

Можно неограниченно уменьшать Δx_2 , однако для Δx_1 существует оптимальное значение, при котором ошибка Δx_- минимальна (это и есть СКП):

$$\Delta x_{\text{SQL}} = \sqrt{\frac{\hbar \tau}{m}}. \quad (11)$$

Причиной СКП является неизбежное при координатном измерении внесение *обратного флуктуационного влияния* (в нашем примере это Δp_1) как следствие принципа неопределённости Гейзенберга.

Эти рассуждения нетрудно обобщить, представляя непрерывное измерение координаты как последовательность мгновенных измерений [58, 59].

В Initial LIGO чувствительность к малым смещениям была примерно в 10 раз хуже, чем СКП, однако в ALIGO планируется достичь чувствительности на уровне СКП и, возможно, превзойти его.

Известно, что СКП может быть преодолен, но при этом надо изменить процедуру измерения, такие процедуры получили название квантовых невозмущающих измерений (КНИ) (Quantum Nondemolition Measurement — QND) [58, 60, 61]. В работах группы В.Б. Брагинского впервые были сформулированы КНИ энергии осциллятора [62], стробоскопическое измерение координаты осциллятора [63, 64] — фактически это были первые примеры КНИ.

Наиболее интересным явилось предложение квантового спидометра, т.е. измерения скорости [65–67] для лазерных гравитационных детекторов. В сущности, предложение сводилось к тому, чтобы измерять не координату, а разность координат $x(t) - x(t - \tau) \simeq \tau \dot{x}(t)$, которая при малом времени задержки τ фактически означает измерение скорости. Напомним, что для свободной массы импульс является КНИ-переменной, свободной от шумов обратного флуктуационного влияния, поэтому измерение скорости позволяет преодолеть СКП.

Была также предложена идея вариационного измерения, заключающаяся в том, что в выходном пучке света, несущем информацию о смещениях зеркал, надо измерять специальную квадратурную компоненту, в которой информация об обратном флуктуационном влиянии отсутствует (вычтена) [68–71]. Заметим, что формально вариационное измерение не относится к КНИ, поскольку не удаётся указать для него КНИ-переменную.

Ещё одним способом преодоления СКП явилось использование оптической жёсткости [72–76]. Внесение оптической жёсткости позволяет превратить пробную массу в осциллятор, для которого СКП меньше, а шумы остаются на том же уровне (тогда как внесение механической жёсткости обычно сопровождается дополнительными шумами).

Детальный обзор перспектив применения квантовых измерений в лазерных детекторах гравитационных волн можно найти в [59].

8. Заключение

Работы группы физического факультета МГУ под руководством В.Б. Брагинского внесли существенный вклад в разработку и создание детекторов гравитационных волн LIGO. В настоящее время продолжают исследования, направленные на совершенствование существующих детекторов и разработку элементов будущих гравита-

ционно-волновых антенн. Необходимо отметить, что многие упомянутые результаты имеют самостоятельную ценность для развития теории и методов прецизионных физических измерений.

Авторы выражают глубокую благодарность всем аспирантам и студентам физического факультета МГУ, участвовавшим в работе научной группы, механикам В.К. Апалькову, Ю.Н. Киселёву и А.А. Хореву, работавшим над созданием уникальных экспериментальных установок, и коллегам, принимавшим участие в обсуждении результатов.

Работы группы были поддержаны грантами Министерства образования и науки РФ, NSF США, фондом "Династия" и другими. В настоящее время работы поддерживаются грантами РНУ-130586 (NSF США) и 14-02-00399А (РФФИ).

Список литературы

- Abbott B P et al. (LIGO Scientific Collab., Virgo Collab.) "Observation of gravitational waves from a binary black hole merger" *Phys. Rev. Lett.* **116** 061102 (2016)
- Уилл К М "Двойной пульсар, гравитационные волны и Нобелевская премия" *УФН* **164** 765 (1994); Will C M "The binary pulsar, gravitational waves, and the Nobel prize" *Phys. Usp.* **37** 697 (1994)
- Saulson P R "Thermal noise in mechanical experiments" *Phys. Rev. D* **42** 2437 (1990)
- Cagnoli G, Hough J, DeBra D, Fejer M M, Gustafson E, Rowan S, Mitrofanov V "Damping dilution factor for a pendulum in an interferometric gravitational waves detector" *Phys. Lett. A* **272** 39 (2000)
- Брагинский В Б, Митрофанов В П, Охрименко О А "Осцилляторы для гравитационных антенн на свободных массах" *Письма в ЖЭТФ* **55** 424 (1992); Braginskii V B, Mitrofanov V P, Okhrimenko O A "Oscillators for free-mass gravitational antennas" *JETP Lett.* **55** 432 (1992)
- Braginsky V B, Mitrofanov V P, Tokmakov K V "Energy dissipation in the pendulum mode of the test mass suspension of a gravitational wave antenna" *Phys. Lett. A* **218** 164 (1996)
- Брагинский В Б, Митрофанов В П, Токмаков К В "Маятники из кварцевого стекла со сверхнизкими потерями" *Изв. РАН. Сер. физ.* **64** 1671 (2000); Braginskii V B, Mitrofanov V P, Tokmakov K V *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **64** 1333 (2000)
- Брагинский В Б, Митрофанов В П, Токмаков К В "Диссипация в струнных модах подвесов пробных масс гравитационных антенн" *Докл. РАН* **345** 324 (1995); Braginskii V B, Mitrofanov V P, Tokmakov K V "Energy dissipation in violin modes of the test mass suspensions of gravitational-wave antennas" *Phys. Dokl.* **40** 564 (1995)
- Willems P, Sannibale V, Weel J, Mitrofanov V "Investigations of the dynamics and mechanical dissipation of a fused silica suspension" *Phys. Lett. A* **297** 37 (2002)
- Cumming A V et al. "Design and development of the advanced LIGO monolithic fused silica suspension" *Class. Quantum Grav.* **29** 035003 (2012)
- Prokhorov L G, Mitrofanov V P "Mechanical losses of oscillators fabricated in silicon wafers" *Class. Quantum Grav.* **32** 195002 (2015)
- McClelland D et al. "Instrument science white paper 2015", LIGO Document T1500290; <https://dcc.ligo.org/LIGO-T1500290/public>
- Braginsky V B, Ryazhskaya O G, Vyatchanin S P "Notes about noise in gravitational wave antennas created by cosmic rays" *Phys. Lett. A* **350** 1 (2006)
- Braginsky V B, Ryazhskaya O G, Vyatchanin S P "Limitations in quantum measurements resolution created by cosmic rays" *Phys. Lett. A* **359** 86 (2006)
- Prokhorov L G, Khramchenkov P E, Mitrofanov V P "Measurement of relaxation of electrical charge distribution on fused silica sample" *Phys. Lett. A* **366** 145 (2007)
- Prokhorov L G, Mitrofanov V P "Space charge polarization in fused silica test masses of a gravitational wave detector associated with an electrostatic drive" *Class. Quantum Grav.* **27** 225014 (2010)
- Ageev A Yu, Bilenko I A, Braginsky V B, Vyatchanin S P "Measurement of excess noise in the suspension fiber for a gravitational wave detector" *Phys. Lett. A* **227** 159 (1997)
- Ageev A Yu, Bilenko I A, Braginsky V B "Excess noise in the steel suspension wires for the laser gravitational wave detector" *Phys. Lett. A* **246** 479 (1998)
- Bilenko I A, Braginsky V B, Markova N Yu "Thermal and excess noise in suspension fibres" *Class. Quantum Grav.* **19** 2035 (2002)
- Callen H B, Welton T A "Irreversibility and generalized noise" *Phys. Rev.* **83** 34 (1951)
- Levin Yu "Internal thermal noise in the LIGO test masses: A direct approach" *Phys. Rev. D* **57** 659 (1998)
- Bondu F, Hello P, Vinet J-Y "Thermal noise in mirrors of gravitational wave antennas" *Phys. Lett. A* **246** 227 (1998)
- Braginsky V B, Gorodetsky M L, Vyatchanin S P "Thermodynamical fluctuations and photo-thermal shot noise in gravitational wave antennae" *Phys. Lett. A* **264** 1 (1999)
- Braginsky V B, Gorodetsky M L, Vyatchanin S P "Compendium of thermal noises in optical mirrors", in *Optical Coatings and Thermal Noise in Precision Measurement* (Eds G Harry, T P Bodiya, R DeSalvo) (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2012) Ch. 3
- Harry G M et al. "Thermal noise in interferometric gravitational wave detectors due to dielectric optical coatings" *Class. Quantum Grav.* **19** 897 (2002)
- Gurkovsky A, Vyatchanin S "The thermal noise in multilayer coating" *Phys. Lett. A* **374** 3267 (2010)
- Braginsky V B, Gorodetsky M L, Vyatchanin S P "Thermorefractive noise in gravitational wave antennae" *Phys. Lett. A* **271** 303 (2000)
- Gorodetsky M L, Grudinin I S "Fundamental thermal fluctuations in microspheres" *J. Opt. Soc. Am. B* **21** 697 (2004)
- Gorodetsky M L "Thermal noises and noise compensation in high-reflection multilayer coating" *Phys. Lett. A* **312** 244 (2008)
- Evans M et al. "Thermo-optic noise in coated mirrors for high-precision optical measurements" *Phys. Rev. D* **78** 102003 (2008)
- Braginsky V B, Vyatchanin S P "Thermodynamical fluctuations in optical mirror coatings" *Phys. Lett. A* **312** 244 (2003)
- Fejer M M, Rowan S, Cagnoli G, Crooks D R M, Gretarsson A, Harry G M, Hough J, Penn S D, Sneddon P H, Vyatchanin S P "Thermoelastic dissipation in inhomogeneous media: loss measurements and displacement noise in coated test masses for interferometric gravitational wave detectors" *Phys. Rev. D* **70** 082003 (2004)
- Heinert D, Kroker S, Friedrich D, Hild S, Kley E-B, Leavey S, Martin I W, Nawrodt R, Tünnermann A, Vyatchanin S P, Yamamoto K "Calculation of thermal noise in grating reflectors" *Phys. Rev. D* **88** 042001 (2013)
- Heinert D, Craig K, Grote H, Hild S, Lück H, Nawrodt R, Simakov D A, Vasilyev D V, Vyatchanin S P, Wittel H "Thermal noise of folding mirrors" *Phys. Rev. D* **90** 042001 (2014)
- Braginsky V B, Vyatchanin S P "Corner reflectors and quantum-non-demolition measurements in gravitational wave antennae" *Phys. Lett. A* **324** 345 (2004)
- Khalili F Ya "Reducing the mirrors coating noise in laser gravitational-wave antennae by means of double mirrors" *Phys. Lett. A* **334** 67 (2005)
- Somiya K, Gurkovsky A G, Heinert D, Hild S, Nawrodt R, Vyatchanin S P "Reduction of coating thermal noise by using an etalon" *Phys. Lett. A* **375** 1363 (2011)
- Gurkovsky A G, Heinert D, Hild S, Nawrodt R, Somiya K, Vyatchanin S P, Wittel H "Reducing thermal noise in future gravitational wave detectors by employing Khalili etalons" *Phys. Lett. A* **375** 4147 (2011)
- Kondratiev N M, Gurkovsky A G, Gorodetsky M L "Thermal noise and coating optimization in multilayer dielectric mirrors" *Phys. Rev. D* **84** 022001 (2011)
- Kondratiev N M, Braginsky V B, Vyatchanin S P, Gorodetsky M L "Spontaneous crystallization noise in mirrors of gravitational wave detectors" *Phys. Rev. D* **92** 041101(R) (2015)
- Braginsky V B, Strigin S E, Vyatchanin S P "Parametric oscillatory instability in Fabry-Perot interferometer" *Phys. Lett. A* **287** 331 (2001)
- Braginsky V B, Strigin S E, Vyatchanin S P "Analysis of parametric oscillatory instability in power recycled LIGO interferometer" *Phys. Lett. A* **305** 111 (2002)
- Gurkovsky A G, Strigin S E, Vyatchanin S P "Analysis of parametric oscillatory instability in power recycled LIGO interferometer" *Phys. Lett. A* **362** 91 (2007)

44. Strigin S E, Vyatchanin S P "Analysis of parametric oscillatory instability in signal recycled LIGO interferometer with different arms" *Phys. Lett. A* **365** 10 (2007)
45. Gurkovsky A G, Vyatchanin S P "Parametric instability in GEO 600 interferometer" *Phys. Lett. A* **370** 177 (2007)
46. Strigin S E, Blair D G, Grass S, Vyatchanin S P "Numerical calculations of elastic modes frequencies for parametric oscillatory instability in Advanced LIGO interferometer" *Phys. Lett. A* **372** 5727 (2008)
47. Strigin S E, Vyatchanin S P "Analysis of parametric oscillatory instability in Fabry–Perot cavity with Gauss and Laguerre–Gauss main mode profile" *Phys. Lett. A* **374** 1101 (2010)
48. Ferdous F, Demchenko A A, Vyatchanin S P, Matsko A B, Maleki L *Phys. Rev. A* **90** 033826 (2014)
49. Matsko A B, Poplavskiy M V, Yamamoto H, Vyatchanin S P *Phys. Rev. D* **93** 083010 (2016)
50. Polyakov I A, Vyatchanin S P "Precursors of parametric oscillatory instability in LIGO interferometer" *Phys. Lett. A* **368** 423 (2007)
51. Danilishin S L, Vyatchanin S P, Blair D G, Li J, Zhao C "Time evolution of parametric instability in large-scale gravitational-wave interferometers" *Phys. Rev. D* **90** 122008 (2014)
52. Chen X et al. "Observation of three-mode parametric instability" *Phys. Rev. A* **91** 033832 (2015)
53. Evans M et al. "Observation of parametric instability in Advanced LIGO" *Phys. Lett.* **114** 161102 (2015)
54. Вятчанин С П "Параметрическая колебательная неустойчивость в лазерных гравитационных антеннах" *УФН* **182** 324 (2012); Vyatchanin S P "Parametric oscillatory instability in laser gravitational antennas" *Phys. Usp.* **55** 302 (2012)
55. Вятчанин С П, Стрыгин С Е "Параметрическая колебательная неустойчивость в лазерных гравитационно-волновых детекторах" *УФН* **182** 1195 (2012); Vyatchanin S P, Strigin S E "Parametric oscillatory instability in gravitational wave laser detectors" *Phys. Usp.* **55** 1115 (2012)
56. Брагинский В Б, Панов В И, Попельнюк В Д "Детектор малых механических колебаний для гравитационной антенны" *Письма в ЖЭТФ* **33** 423 (1981); Braginskii V B, Panov V I, Popel'nyuk V D "Small-vibration detector for a gravitational antenna" *JETP Lett.* **33** 405 (1981)
57. Брагинский В Б "Классические и квантовые ограничения при обнаружении слабых воздействий на макроскопический осциллятор" *ЖЭТФ* **53** 1434 (1967); Braginskii V B "Classical and quantum restrictions on the detection of weak disturbances of a macroscopic oscillator" *Sov. Phys. JETP* **26** 831 (1968)
58. Braginsky V B, Khalili F Ya *Quantum Measurement* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1992)
59. Danilishin S L, Khalili F Ya "Quantum measurement theory in gravitational-wave detectors" *Living Rev. Relativity* **15** 5 (2012); <http://relativity.livingreviews.org/Articles/lrr-2012-5/>
60. Braginsky V B, Vorontsov Yu I, Thorne K S "Quantum nondemolition measurements" *Science* **209** 547 (1980)
61. Braginsky V B, Khalili F Ya "Quantum nondemolition measurements: the route from toys to tools" *Rev. Mod. Phys.* **68** 1 (1996)
62. Брагинский В Б, Воронцов Ю И, Халили Ф Я "Квантовые особенности пондеромоторного измерителя электромагнитной энергии" *ЖЭТФ* **73** 1340 (1977); Braginsky V B, Vorontsov Yu I, Khalili F Ya "Quantum singularities of a ponderomotive meter of electromagnetic energy" *Sov. Phys. JETP* **46** 705 (1977)
63. Брагинский В Б, Воронцов Ю И, Халили Ф Я "Оптимальные квантовые измерения в детекторах гравитационного излучения" *Письма в ЖЭТФ* **27** 296 (1978); Braginsky V B, Vorontsov Yu I, Khalili F Ya "Optimal quantum measurements in detectors of gravitation radiation" *JETP Lett.* **27** 276 (1978)
64. Braginsky V B, Khalili F Ya "How to evade the confrontation with the uncertainty relations" *Found. Phys.* **16** 379 (1986)
65. Braginsky V B, Khalili F Ya "Gravitational wave antenna with QND speed meter" *Phys. Lett. A* **147** 251 (1990)
66. Khalili F Ya, Levin Yu "Speed meter as a quantum nondemolition measuring device for force" *Phys. Rev. D* **54** 4735 (1996)
67. Braginsky V B, Gorodetsky M L, Khalili F Ya, Thorne K S "Dual-resonator speed meter for a free test mass" *Phys. Rev. D* **61** 044002 (2000)
68. Vyatchanin S P, Zubova E A, Matsko A B "On the quantum limit for resolution in force measurement using an optical displacement transducer" *Opt. Commun.* **109** 492 (1994)
69. Вятчанин С П, Мацко А Б "Квантовое вариационное измерение силы и компенсация нелинейного обратного влияния" *ЖЭТФ* **109** 1873 (1996); Vyatchanin S P, Matsko A B "Quantum variational force measurement and the cancellation of nonlinear feedback" *JETP* **82** 1007 (1996)
70. Вятчанин С П, Мацко А Б "Квантовое вариационное измерение силы и компенсация нелинейного обратного влияния в интерферометрическом датчике смещений" *ЖЭТФ* **110** 1252 (1996); Vyatchanin S P, Matsko A B "Quantum variational measurements of force and compensation of the nonlinear backaction in an interferometric displacement transducer" *JETP* **83** 690 (1996)
71. Kimble H J, Levin Yu, Matsko A B, Thorne K S, Vyatchanin S P "Conversion of conventional gravitational-wave interferometers into quantum nondemolition interferometers by modifying their input and/or output optics" *Phys. Rev. D* **65** 022002 (2001)
72. Braginsky V B, Gorodetsky M L, Khalili F Ya "Optical bars in gravitational wave antennas" *Phys. Lett. A* **232** 340 (1997)
73. Braginsky V B, Khalili F Ya "Low noise rigidity in quantum measurements" *Phys. Lett. A* **257** 241 (1999)
74. Khalili F Ya "Frequency-dependent rigidity in large-scale interferometric gravitational-wave detectors" *Phys. Lett. A* **288** 251 (2001)
75. Khalili F Ya "Low pumping energy mode of the 'optical bars'/'optical lever' topologies of gravitational-wave antennae" *Phys. Lett. A* **317** 169 (2003)
76. Khalili F, Danilishin S, Müller-Ebhardt H, Miao H, Chen Y, Zhao Ch "Negative optical inertia for enhancing the sensitivity of future gravitational-wave detectors" *Phys. Rev. D* **83** 062003 (2011)

Background to the discovery of gravitational waves

V.B. Braginsky, I.A. Bilenko, S.P. Vyatchanin, M.L. Gorodetsky, V.P. Mitrofanov, L.G. Prokhorov, S.E. Strigin, F.Ya. Khalili
*Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics,
 Leninskie gory 1, str. 2, 119991 Moscow, Russian Federation*
 E-mail: igor@hbar.phys.msu.ru, vyat@hbar.phys.msu.ru,
 gorm@hbar.phys.msu.ru, mitr@hbar.phys.msu.ru,
 prokhorov@hbar.phys.msu.ru, strigin@hbar.phys.msu.ru,
 khalili@hbar.phys.msu.ru

On 14 September, 2015, the two detectors of the Laser Interferometer Gravitational-wave Observatory (LIGO) in the US recorded the first direct detection of gravitational waves. This paper reviews the contributions to this discovery by V.B. Braginsky's group at the Physics Department of Lomonosov Moscow State University.

Keywords: gravitational waves, Advanced LIGO interferometer, noise in gravitational wave detectors, quantum measurements

PACS numbers: **04.30** – w, **04.80**.Nn, **95.55**.Ym
 Bibliography — 76 references
Uspekhi Fizicheskikh Nauk **186** (9) 968–974 (2016)
 DOI: 10.3367/UFNr.2016.03.037811

Received 19 May 2016
Physics – Uspekhi **59** (9) (2016)
 DOI: 10.3367/UFNe.2016.03.037811