

О ВОЗМОЖНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ КРИОВОЛОКОННОГО ИНТЕРФЕРОМЕТРА В КАЧЕСТВЕ ДЕТЕКТОРА ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН

Л. Н. Жерихина, М. Г. Петрова, А. М. Цховребов*, И. В. Берлов

Кратко излагается история вопроса о принципиальной возможности регистрации гравитационных волн, существование которых предсказывается Общей Теорией Относительности. Описаны схемы криоволоконного интерферометра, который предлагается использовать в качестве детектора гравитационных волн с амплитудой $|\delta g_{ij}| = 10^{-20}$. Рассматриваются и другие варианты использования криоволоконного интерферометра как прикладной, так и фундаментальной направленности, включая лабораторные эксперименты, в ходе которых, по оценкам, возможно зафиксировать вариации плотности темной энергии. Предлагается краткое описание оптической схемы компактного интерферометрического детектора колебаний зеркала, закрепленного на торце массивной гравитационной антенны, при этом компактность допускает построение криогенного варианта с охлаждением всех элементов такой регистрирующей системы.

Ключевые слова: гравитационные волны, ОТО, интерферометры, световоды.

1. Первые попытки теоретического обоснования самой возможности регистрации гравитационных волн, существование которых предсказывается общей теорией относительности (ОТО), были сделаны в работах [1–4]. Вебер, автор [3, 4], на практике реализовал предложенную им же схему детектирования, согласно которой “приливные” силы, возникающие в пробном теле (алюминиевой болванке весом в несколько тонн), вследствие динамической вариации метрики, вызванной прохождением грави-

ФИАН, 119991 Россия, Москва, Ленинский пр-т, 53; * e-mail: tshovrebov@yandex.ru.

гравитационной волны, создают низкочастотные колебания, которые регистрируются высокочувствительными пьезоакустическими датчиками. Теоретический анализ воздействия гравитационной волны на пробное тело [3] показывал, что регистрируемое удлинение тела, играющего роль приемной антенны, должно соответствовать вариации метрического тензора $\delta\ell/\ell = |\delta g_{ij}|$ в волне. В квазирелятивистском приближении такой анализ сводится примерно к следующему: известное соответствие между релятивистскими и ньютоновскими характеристиками тяготения включает предельное соотношение основных компонент метрического тензора $g_{00} \approx 1 + 2\varphi_G/c^2$ с гравитационным потенциалом φ_G ; соотношение связности или трехиндексных символов Кристоффеля с напряженностью полей тяготения $F_G/m = \nabla\varphi_G$, т.е. с ускорением свободного падения $a_G = F_G/m$ (матрица символов $4 \times 4 \times 4$ не образуют тензор в силу более сложного “нетензорного” закона их преобразования, при этом связности Γ имеют размерность градиента g_{ij} , например: $\frac{\partial g_{ik}}{\partial x^l} = \Gamma_{k,il} + \Gamma_{i,kl}$ и т.п.); соотношение между тензором кривизны Ричи $R_{ik} = \frac{\partial \Gamma_{ik}^l}{\partial x^l} - \frac{\partial \Gamma_{il}^k}{\partial x^k} + \Gamma_{ik}^l \Gamma_{lm}^m - \Gamma_{il}^m \Gamma_{km}^l$ и градиентом напряженности гравитационного поля $\nabla(\nabla\varphi_G) = \nabla a_G$, ответственным, в частности, за возникновение океанских приливов. Из приведенной цепочки соответствий следует, что частицы, разделенные отрезком ℓ , в поле гравитационной волны будут испытывать относительное ускорение $a_L \approx \ell \nabla a_G = \ell \nabla \nabla \varphi_G(x, y, z, t) = -(-2\pi)^2 \ell \varphi_G / \lambda^2$. Для вычисления амплитуды относительного смещения частиц следует произвести двукратное интегрирование ускорения по времени в интервале $0 \leq t \leq T/2 = \lambda/2c$:

$$\delta\ell = \int_0^{T/2} dt \int_0^t a_L dt' = -\frac{(2\pi)^2 \ell}{\lambda^2} \int_0^{T/2} dt \int_0^t \varphi_G(x, y, z) \cos\left(\frac{2\pi t'}{T}\right) dt' = \frac{2\varphi_G}{c^2} \ell = |\delta g_{ij}| \ell,$$

откуда и следует $\delta\ell/\ell = |\delta g_{ij}|$, при этом получается, что относительное удлинение тела не зависит от длины гравитационной волны λ (последнее справедливо для $\ell < \lambda/2$).

В первых опытах Веберу удалось зафиксировать импульсные цуги с амплитудой колебаний метрического тензора $|\delta g_{ij}|$ на уровне 10^{-15} , однако в дальнейшем никому не удалось воспроизвести факт экспериментальной регистрации подобных событий. Следует отметить, что имеются и некоторые концептуальные сомнения в существовании феномена гравитационных волн как такового. Формально в рамках ОТО гравитационные волны “возникают” как решения уравнения Эйнштейна $R_{ij} - \frac{1}{2}Rg_{ij} = \frac{8\pi\gamma}{c^4}T_{ij}$ записанного для пустого пространства, когда компоненты тензора энергии/импульса T_{ij} равны нулю. В ОТО уравнение Эйнштейна играет примерно ту же роль, что и уравнение для запаздывающих потенциалов $\square \mathbf{A}_i = \mu\mu_0 \mathbf{j}_i$ в “обычной” электродина-

намике. Если кривизну Ричи R_{ij} приближенно представить в виде даламбертиана, действующего на метрический тензор, $R_{ij} \approx \square g_{ij} = (\Delta - c^{-2}\partial^2/\partial t^2)g_{ij}$, то уравнение Эйнштейна в “пустом пространстве” превращается в волновое, решением которого $\delta g_{ij}(x, y, z, t) = g_{ij}(x, y, z, t) - g_{ij}^0$ и являются гравитационные волны. Трудный вопрос [5–9] состоит в том, а переносят ли вообще таким образом “сконструированные” гравитационные волны какую-либо энергию, и если нет, т.е. объект имеет чисто геометрическую природу, то как его в принципе можно зарегистрировать. Использование скалярной кривизны $R = g^{ik}R_{ik}$ в качестве действия гравитационного поля $S_G = \int R\sqrt{-g}d\Omega$ формально нарушает по отношению к метрическому тензору как обобщенной координате поля известный принцип: действие не должно содержать ничего старше первых производных обобщенных координат. Это нарушение “обходится” за счет сведения интеграла от первой пары слагаемых в $R_{ik} = \frac{\partial \Gamma_{ik}^l}{\partial x^l} - \frac{\partial \Gamma_{il}^k}{\partial x^k} + \Gamma_{ik}^l \Gamma_{lm}^m - \Gamma_{il}^m \Gamma_{km}^l$ к интегралу по инвариантному 4-мерному объему $\sqrt{-g}d\Omega$ от полной дивергенции и преобразованию его по теореме Гаусса к гиперповерхностному интегралу, который, в свою очередь, оказывается равен нулю в силу обнуления вариаций на границах области. Интеграл от второй пары слагаемых $\Gamma_{ik}^l \Gamma_{lm}^m - \Gamma_{il}^m \Gamma_{km}^l$, квадратичных по производным обобщенных координат, является аналогом кинетической энергии. Возможно, более простая схема, реализующая принцип наименьшего действия и позволяющая избежать расходимостей, возникающих в некоторых случаях при вычислении собственной энергии гравитационного поля [10], могла бы получиться, если в качестве обобщенных координат вместо компонент метрического тензора были бы выбраны связности. При этом вместо уравнения второго порядка, аналогичного уравнению для запаздывающих потенциалов $\square \mathbf{A}_i = \mu\mu_0 \mathbf{j}_i$, получились бы уравнения первого порядка, аналогичные максвелловским.

Выяснилось также, что излучение волны с амплитудой на уровне 10^{-15} , зафиксированное в первых опытах Вебера, потребует колоссального энерговыделения – огромного даже в масштабах целой Галактики. Мультипольность источника гравитационной волны должна быть не ниже квадруполь, в отличие от электромагнитных волн, которые излучаются дипольной антенной, и именно высокая мультипольность источника существенно снижает энергетическую эффективность испускания гравитационной волны.

Таким образом, продолжение исследований в этой области с разных сторон неизбежно требовало поиска путей радикального повышения чувствительности регистрирующей аппаратуры. Весьма перспективным направлением оказывается здесь применение интерферометрических приборов: само явление интерференции физически задает некий собственный масштаб – интерференционный период, в меру малости которого

и обеспечивается высокая чувствительность датчика. В оптических интерферометрах [11, 12] собственный масштаб регистрируемого механического перемещения задается длиной используемой электромагнитной волны $\Delta x = \lambda \approx 1 - 0.4$ мкм; у квантовых интерферометров на эффекте Джозефсона – SQUIDов [13–15], а также в системах с мезоскопической интерференцией [16, 17] роль такого масштаба выполняет квант магнитного потока $\Delta\Phi = \Phi_0 = \pi\hbar/e \approx 2.07 \cdot 10^{-15}$ Вб; в интерферометрах на волнах материи со сверхтекучим гелием [18, 19] – аналогичный масштаб задается произведением постоянной Планка на количество атомов He^4 , циркулирующих в рабочем кольце SHeQUIDa $\Delta L = \hbar n_{\text{He}^4}$; наконец, в системе с макроквантовой интерференцией волн материи, когда сверхтекучая жидкость выступает как единая макросубстанция n_{He^4} , $\Delta L = \hbar$ [20].

Впервые обоснованное предложение об использовании оптического интерферометра для регистрации гравитационных волн было сделано в работе [21]. С целью создания “конкурентноспособного” ($|\delta g_{ij}| = 10^{-20} - 10^{-22}$) детектора гравитационных волн рассматривались также различные варианты применения “не оптических” интерферометров: в работах [22] SQUID фактически предполагалось включить в состав гравитационной антенны; в работах [23, 24] оценивался вариант использования квантового интерферометра для регистрации магнитного отклика, генерируемого пробным телом из магнитострикционного материала под действием возмущения метрики, отвечающего прохождению волны. Высокая разрешающая способность квантовых интерферометров ($\delta\Phi = 10^{-6}\Phi_0/\sqrt{\text{Гц}}$) позволила также в ныне действующих антеннах веберовского типа практически повсеместно заменить пьезоакустические датчики SQUIDами, регистрирующими сигнал, поступающий со сверхпроводящего вибропреобразователя на эффекте вытеснения магнитного потока [15]. Однако в контексте заявленной темы данной статьи в дальнейшем будем ограничиваться рассмотрением именно оптических систем. Известны различные варианты гравитационных детекторов [25–30], в которых свет интерферирует, распространяясь в пустотелых плечах, а оптическая разность хода изменяется в результате колебаний зеркал и делительной пластинки, относительное положение которых возмущается гравитационной волной. Следует упомянуть принципиальное различие в том, что собственно фиксируется в качестве результирующего сигнала в веберовских и интерферометрических гравитационных антеннах. У первых в рабочем теле под действием гравитационной волны формируются периодические низкочастотные механические напряжения, в результате чего антенна захватывает у волны энергию, которая тратится на генерацию в рабочем теле резонансных акустических колебаний. В лазерных интерферометрах Майкельсона, используемых для детектирования гравита-

ционных волн, регистрируется оптическая разность хода, возникающая в ортогонально расположенных плечах в результате противофазного релятивистского сокращения их длин. Именно анизотропия релятивистских эффектов в гравитационном поле (в том числе статическом) делает их наблюдаемыми при «майкельсоновской геометрии» интерферометра. В принципе, медленно поднимая вверх подобный интерферометр, одно из плеч которого будет лежать вдоль направления к центру Земли, можно было бы «чисто интерферометрически» зафиксировать изменение силы тяготения [24]. В случае веберовской системы такой квазистатический подъем не дал бы никакого наблюдаемого результата, т.к. по существу веберовские гравитационные детекторы регистрируют динамические колебания метрики, вызванные прохождением волны, которые должны иметь конечную частоту, близкую к резонансу рабочего тела.

2. В предлагаемом криоволоконном интерферометре Маха/Цендера оптическая разность хода будет изменяться в результате противофазного удлинения/сокращения световодного волокна [31], возникающего в обоих плечах при опосредованном воздействии гравитационной волны. Удлинение волокна вызывается упругими механическими колебаниями твердотельного остова, на который это волокно наматывается. Чтобы эти колебания эффективно трансформировались в удлинение волоконного световода, и при этом механическая система не теряла свою добротность, требуется обеспечить плотную намотку волокна на твердотельный остов. Мы предлагаем вместо «тугой намотки» «выморозить» необходимое количество витков гибкого световода в кристалл H_2O или криптона (рис. 1).

Охлаждение помимо формования монолитного остова, обеспечивающего удлинение волокна, разумеется, необходимо также для подавления найквистовского шума системы. Удлинение 100-км отрезка световода под действием поля гравитационной волны с амплитудой $|\delta g_{ij}| = 10^{-20}$ создает в плечах интерферометра оптическую разность хода $2 \cdot 10^{-9}$ мкм, что для видимого диапазона составляет примерно $3 \cdot 10^{-8}$ длины волны. При этом имеющиеся на сегодня технические возможности допускают регистрацию смещения интерференционного пика на 10^{-9} его ширины [32, 33]. Именно эти возможности и используются в лазерных детекторах гравитационных волн, созданных на базе интерферометрических систем с гигантскими (километровыми) пустотелыми плечами [28–30]. При этом за счет эффекта многопроходности оптический путь в каждом плече наращивается до сотен километров. Предлагаемый криоволоконный гравитационный детектор получается гораздо компактнее: размеры остова его многовитковых намоток должны составлять от половины до полутора метров.

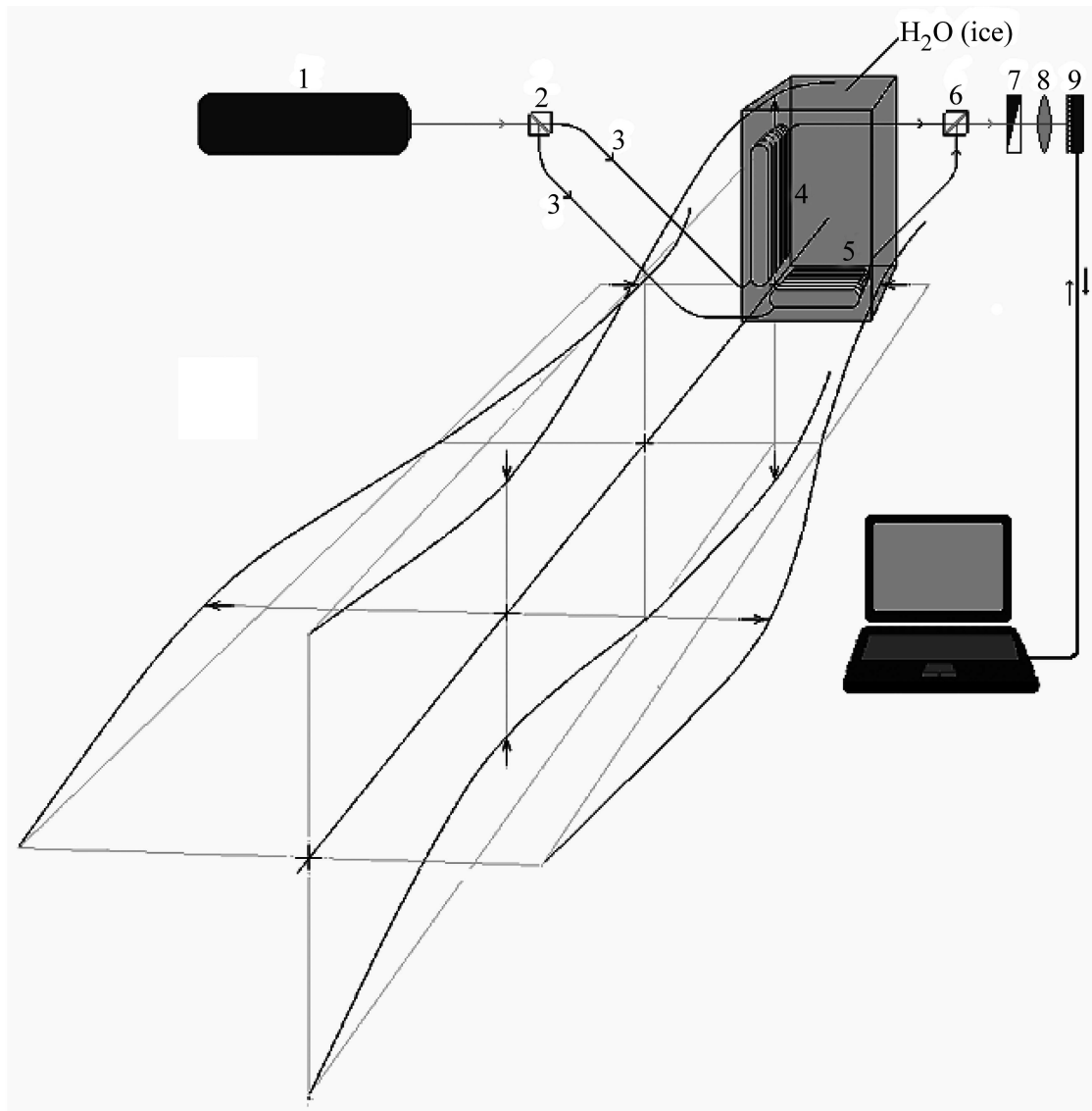


Рис. 1: Схема криволоконного интерферометра – детектора гравитационных волн. На переднем плане схематически изображена плоскополяризованная гравитационная волна. На заднем – регистрирующая криволоконная система: 1 – стабилизированный лазер; 2 – делительная призма или световодный разветвитель; 3 – световоды; 4, 5 – первое и второе плечи интерферометра, образованные 100-км отрезками волоконных световодов (плечи сформированы в виде плоских катушек световода, который вмораживается в ледяной параллелепипед); 6 – сводящая призма; 7 – поляризатор; 8 – линза; 9 – ПЗС матрица, регистрирующая смещение интерференционных полос.

Такой интерферометр, как система, предназначенная для измерений предельно малых удлинений пробного тела (в данном случае кристалла с замороженным световодом), может быть также использован в качестве сверхчувствительного датчика изменений давления. Подобное устройство, способное согласно представленным оценкам регистрировать $\Delta\ell/\ell$ в единичной полосе частот на уровне $2.5 \cdot 10^{-22}$, сможет также зафиксировать изменение давления порядка $5 \cdot 10^{-11}$ Па (при типовом значении модуля Юнга $E = 200$ ГПа). Плотность энергии 1 кэВ/см³ создает внутреннее давление $1.6 \cdot 10^{-10}$ Па, при этом по оценкам именно такую плотность должна иметь в среднем Темная Энергия [34], повсеместное введение которой требуется для объяснения дополнительного ускорения разбегания Галактик по отношению к “обычному” закону Хаббла: скорость разбегания пропорциональна расстоянию до наблюдаемых объектов $V = HR$ (H – постоянная Хаббла). Таким образом, предложенные схемы предельных измерений удлинения пробного тела, используемые в качестве сверхчувствительных датчиков изменений внутреннего давления, позволят производить лабораторные исследования периодических вариаций Темной Энергии, отвечающих сложному поциклическому движению Земли в космическом пространстве.

3. В заключение кратко опишем другую оптическую схему компактного интерферометрического детектора предельно малых механических колебаний, способного выполнять функции приемника гравитационных волн (рис. 2). Предлагаемая схема включает интерферометр Майкельсона, однако высокую чувствительность здесь предполагается достичь не за счет многокилометрового удлинения рабочих плеч, а за счет использования малого угла скольжения β -луча, падающего на подвижное зеркало M_2 , укрепленное на торце деформируемого рабочего тела.

Малый угол скольжения β определяет первый фактор $F_1 = \frac{\Delta\ell}{\Delta h} = \frac{\Delta h / \sin \beta}{\Delta h} = \frac{1}{\sin \beta}$, усиливающий эффект увеличения приращения оптического пути $\Delta\ell$ по отношению к смещению на высоту Δh нижнего подвижного зеркала (M_2 , рис. 2). В роли второго фактора $F_2 = 2N$, усиливающего полное удлинение оптического пути, выступает N -кратное прохождение световым лучом изменяемого зазора между зеркалами M_2 и M_3 , обеспечиваемое зигзагообразным отражением от неподвижных боковых зеркал M_4 и M_5 . На приведенной схеме (рис. 2) этот фактор соответствует 5 ($2N$ получается, т.к. одному полному циклу отражений $\rightarrow M_2 \rightarrow M_3 \rightarrow M_4 \rightarrow M_5 \rightarrow$ соответствует приращение $2\Delta\ell$). Чтобы обратить направление распространения, свет, после многократного прохождения системы зеркал, необходимо пропустить через оптический элемент, обеспечивающий сильное преломление, благодаря чему угол β получается малым. Роль та-

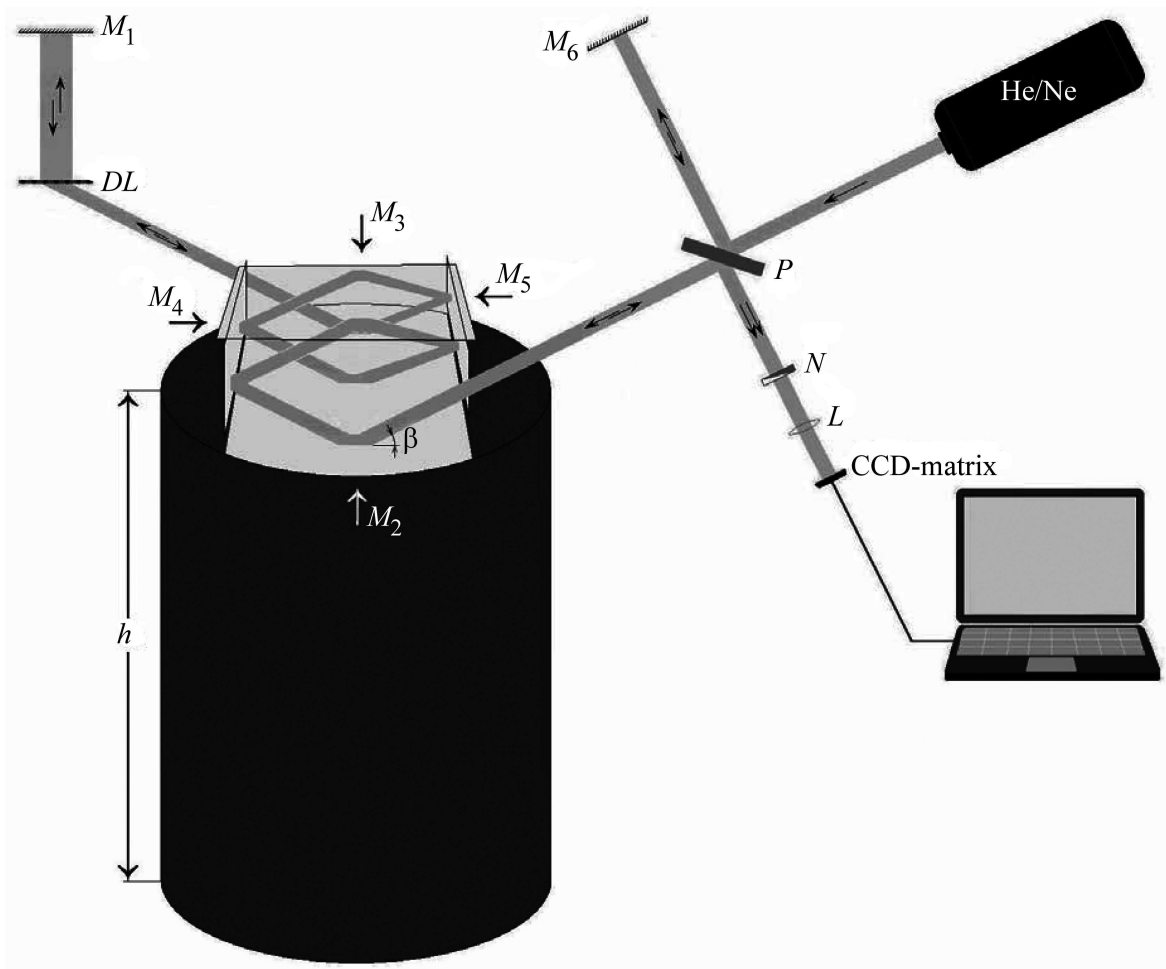


Рис. 2: Схема интерферометра Майкельсона: $M_1 - M_6$ – зеркала; He/Ne – стабилизированный гелий-неоновый лазер; P – делительная пластина; DL – дифракционная решетка; N – поляризатор; L – линза; CCD -matrix – ПЗС-матрица.

кого элемента может выполнять дифракционная решетка (DL , рис. 2) или какой-либо подходящий метаматериал с большим пространственным периодом, аналогичный по своим свойствам фотонному кристаллу. Третий фактор $F_3 = 2$, вдвое увеличивающий разность хода, регистрируемую интерферометром, возникает вследствие прохождения тестирующей волной своего плеча “туда и обратно”. На уровне 10^5 произведение всех трех факторов технически вполне реализуемо: $F_1 \times F_2 \times F_3 = (1/0.01) \cdot (2 \cdot 250) \cdot 2 = 10^5$, что при длине рабочего тела $h = 2$ м делает детектирующую систему эквивалентной интерферометру с 200-километровым плечом. Его чувствительность как приемника гравитационных волн даже без учета возможности увеличения чувствительности на

уровне нескольких порядков за счет механического резонанса, может достигать значений $|\delta g_{ij}| = 10^{-20}$ (см. оценки в разделе 2).

Другая возможность еще более радикального увеличения эффективной длины рабочего плеча компактного интерферометрического детектора предельно малых механических колебаний открывается при отказе от использования поперечных волн ТЕМ типа. Если световая волна направляется в волновод, образованный зазором, нижняя стенка которого в данном случае представляет собой подвижное зеркало, укрепленное на торце деформируемого рабочего тела, и при этом ширина зазора оказывается соизмерима с длиной волны в свободном пространстве λ_0 , то, как известно, длина волны $\lambda = \frac{\lambda_0}{\sqrt{1 - (\lambda_0/\lambda_C)^2}}$ в волноводе должна “удлиниться” в меру близости λ_0 к критической λ_C . Для волн низшего непоперечного типа λ_C равна удвоенной толщине зазора. Прирост фазы волны, с одной стороны, может быть вызван физическим удлинением пути, проходимого светом, $\delta\ell$, а с другой, при $\ell = \text{const}$, изменением λ_C : $\frac{2\pi d\ell_{\text{opt}}}{\lambda} = d\varphi = \frac{d}{d\lambda_C} \left(\frac{2\pi\ell}{\lambda} \right) d\lambda_C$. Перепишем последнее уравнение, выразив изменение критической длины волны через удлинение рабочего тела $d\lambda_C = 2dh = 2h|\delta g_{ij}|$, а изменение оптического пути представим как $d\ell_{\text{opt}} = \ell_{\text{eff}}|\delta g_{ij}|$, введя эффективное значение оптического пути ℓ_{eff} , тогда: $\frac{2\pi\ell_{\text{eff}}|\delta g_{ij}|}{\lambda} = d\varphi = \frac{2\pi\ell}{\lambda_0} \frac{d}{d\lambda_C} \left(\sqrt{1 - (\lambda_0/\lambda_C)^2} \right) d\lambda_C = \frac{2\pi\ell}{\lambda_0} \frac{\lambda_0^2/\lambda_C^3}{\sqrt{1 - (\lambda_0/\lambda_C)^2}} 2h|\delta g_{ij}|$. В итоге ℓ_{eff} может быть приближенно представлено в виде $\ell_{\text{eff}} \approx \frac{\ell h \sqrt{2}}{\sqrt{\lambda_C \Delta\lambda}}$, где $\Delta\lambda = \lambda_C - \lambda_0$ – отстройка используемой длины волны от критического значения. Таким образом, при $\ell = 1$ м, $h = 1$ м, $\lambda_C = 0.5$ мкм и $\Delta\lambda = 100$ Å, ℓ_{eff} составит 20000 км. Оптический путь в зазоре ℓ_{opt} может быть составлен из более коротких участков ℓ_{opt}/N при их N -кратном прохождении с отражением от торцевых зеркал.

Предложенные варианты (рис. 1 и 2, а также заключительное описание в разделе 3) представляют собой схемы компактных детектирующих систем, никоим образом не ассоциирующиеся с огромными многокилометровыми размерами основных элементов [28–30]. Компактность детектора гравитационных волн в случае каждой из трех предложенных схем позволяет с целью радикального снижения шума и ослабления теплового дрейфа охлаждать не отдельные его узлы (криогенные зеркала и т.п.), а разместить подобную систему полностью внутри серии последовательно вложенных друг в друга низкотемпературных экранов.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] H. Bondi, *Nature* **179**, 1072 (1957).
- [2] H. Bondi, F. A. E. Piranin, and I. Robinson, *Proc. Roy. Soc.* **A251**, 519 (1959).
- [3] J. Weber, *Phys. Rev.* **117**, 306 (1960).
- [4] J. Weber, *General Relativity and Gravitational Waves* (New York, 1962).
- [5] А. И. Головашкин, Г. В. Кулешова, А. М. Цховребов, Г. Н. Измайлов, *Краткие сообщения по физике ФИАН*, N 11, 6 (2002).
- [6] C. Möller In “Max-Planck Festschrift” (Berlin, 1958), p. 139.
- [7] L. Infeld, *Ann. Phys.* **6**, 341 (1959).
- [8] A. E. Scheidegger, *Rev. Mod. Phys.* **25**, 451 (1953).
- [9] N. Rosen, In *Jubilee of Relativity Theory* (Basel, 1956).
- [10] В. Паули, *Теория относительности* (Наука, Москва, 1983).
- [11] Г. С. Ландсберг, *Оптика, общий курс физики, т. 3* (Москва, 1957).
- [12] И. В. Скоков, *Оптические интерферометры* (Машиностроение, Москва, 1979).
- [13] B. D. Josephson, *Phys. Lett.* **1**, 251 (1962).
- [14] А. И. Головашкин, В. Г. Еленский, К. К. Лихарев, *Эффект Джозефсона и его применение* (Наука, Москва, 1983).
- [15] J. Clarke, *Physics Today*, March 1986, p.36.
- [16] Д. Ю. Шарвин, Ю. В. Шарвин, *Письма в ЖЭТФ* **34**, 285 (1981).
- [17] A. E. Hansem, *arXiv:cond-mat/9909246*, 16 Sep.1999.
- [18] Y. Sato, E. Hoskinson, and R. E. Packard, *Phys. Rev. B* **74**, 144502 (2006).
- [19] Y. Sato, A. Joshi, and R. E. Packard, *Appl. Phys. Lett.* **91**, 074107 (2007).
- [20] А. И. Головашкин, Л. Н. Жерихина, А. М. Цховребов и др. *ЖЭТФ* **138**(2), 373 (2010).
- [21] М. Е. Герценштейн, В. И. Пустовойт, *ЖЭТФ* **43**, 605 (1962).
- [22] A. I. Golovashkin, G. V. Kuleshova, A. M. Tshovrebov, and G. N. Izmailov, *International Journal of Modern Physics D* **13**, 187 (2004).
- [23] А. И. Головашкин, А. В. Гуденко, Л. Н. Жерихина и др. *Письма в ЖЭТФ* **60**(8), 595 (1994).
- [24] А. И. Головашкин, Л. Н. Жерихина, А. М. Цховребов, Г. Н. Измайлов, *Квантовая электроника* **42**, 1140 (2012).

- [25] M. Coles, In *Proc. Int. Conf. on Gravitational Waves: Sources and Detectors, Singapore, 1997*, eds. L. Ciufolini and F. Fedecaro (World Scientific, Singapore, 1997).
- [26] A. Giazotto, in *Proc. Int. Conf. on Gravitational Waves: Sources and Detectors*, eds. L. Ciufolini and F. Fedecaro (World Scientific, Singapore, 1997).
- [27] *Proc. 2nd TAMA-300 Internat. Workshop on Gravitational Wave Detection (Tokio, 1999)*, eds. S. Kawamura and N. Mio (Universal Academy, Tokio, 2000).
- [28] <http://www.ligo.caltech.edu>
- [29] <http://www.VIRGO.infn.it>
- [30] <http://www.anu.edu.au/ACIGA>.
- [31] Г. Н. Измайлов, В. В. Озолин, *Теоретические и экспериментальные проблемы общей теории относительности и гравитации: Тезисы докладов X Российской гравитационной конференции, Владимир, 20–27 июня 1999 года* (Москва 1999), с. 241.
- [32] М. Н. Дубров и др., Доклады Академии наук **430**(6), 816 (2010).
- [33] A. I. Golovashkin, G. N. Izmailov, G. M. Kuleshova, et al., *Quantum Interferometer for Registration of Small Energy Release in Systems SQUID-magnetic Calorimeter. In Handbook of Interferometers Research, Technology and Applications*, eds. D. Halsey and W. Raynor (Nova Science, Hauppauge, NY, 2008).
- [34] G. N. Izmailov, L. N. Zherikhina, V. A. Ryabov, and A. M. Tskhovrebov, *Dark Energy: The Nature and Feasibility of Laboratory Registration Using SQUID-Magnetostrictor System. In Dark Energy: Theories, Developments, and Implications*, eds. K. Lefebvre and R. Garcia (Nova Science Publishers, New York, 2010).

Поступила в редакцию 10 июля 2012 г.