УДК 535.512;531.5;530.12

ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ МЕТОДЫ РЕГИСТРАЦИИ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ВАРИАЦИЙ МЕТРИКИ БЕЗ ПЕРЕНОСА ЭНЕРГИИ

А. И. Головашкин, Г. В. Кулешова, А. М. Цховребов, Г. Н. Измайлов[1]

Рассматриваются принципиальные особенности детектирования нестационарных волнообразных возмущений метрики на основе интерференционных эффектов. Демонстрируется преимущество для этих целей эффекта Бома/Аарона на сверхпроводниках по сравнению с обычной оптической интерференцией. Предложены схемы интерференционных детекторов с использованием СКВИДа.

Вопрос о принципиальной обнаружимости и осуществимости на практике процесса регистрации гравитационных волн впервые был поставлен в работах Бонди [1] (1957 г.) и Вебера [2] (1960 г.). Как и мысленный эксперимент Бонди (трение бусинок, "расталкиваемых возмущением метрики" под действием гравитационной волны – прообраз современных лазерно-интерферометрических детекторов [3, 4]), так и реальные эксперименты Вебера [5] с массивными алюминиевыми антеннами, снабженными пьезодатчиками, подразумевали передачу энергии гравитационной волны механической системе. Однако одной из "глубинных проблем" Эйнштейновской общей теории относительности как раз и является проблема определения энергии собственно гравитационного поля [6, 7]. В частности, эта проблема "всплывает" при расчете полных потоков энергии, переносимой гравитационной волной от своего источника. Возникающие при этом расходимости, отвечающие простейшим симметриям задачи, вынуждают некоторых авторов [8] делать вывод о том, что гравитационные волны вообще не переносят энергию, являясь "чисто геометрическими" объектами. Возможно, что именно проблемы с энергией в физике

[1]Московский авиационный институт (Государственный технический университет).

тяготения собственно и являются первопричиной неудач экспериментального обнаружения гравитационного излучения традиционными способами. Если это действительно так, то гравитационные волны следует искать в виде нестационарных вариаций метрики прямыми методами – без преобразования в энергию колебаний пробных тел [5, 9] или механического подвеса зеркал оптического интерферометра [3, 4]. Прямое измерение вариаций метрики в интерференционных экспериментах ("с неподвижными зеркалами") возможно благодаря изменению разности оптических путей обоих плеч интерферометра, вызванному искривлением пространства под действием волнообразных гравитационных возмущений. При этом разность фаз сдвигает интерференционную картину, что приводит к изменению интенсивности света на входе регистрирующего фотоумножителя. Она может быть оценена в конечном счете по формуле $\delta\varphi = 2\pi L|\delta g_{ij}|/\lambda$, где L – база интерферометра, δg_{ij} – вариация метрического тензора, λ – рабочая длина волны интерферометра. Разумеется, в таких экспериментах в интерферометре следует использовать высокомонохроматичный свет, т.к. монохроматичность снижает ошибку измерения фазы. Этому условию отвечает оптическое излучение сверхстабильных лазеров. Поскольку рентгеновские лазеры пока не созданы, а ультрафиолетовые пока не сверхстабильны, то рабочая длина волны оказывается ограничена снизу областью оптического и ближнего ИК-диапазонов (например, высокостабильная инфракрасная линия He/Ne лазера [3]). Однако уменьшить рабочую длину волны (с целью повышения фазового отклика системы) в интерференционных экспериментах возможно, используя квантовую интерференцию на сверхпроводниках со слабой связью. Эффективная длина волны конденсата куперовских пар, отвечающая квантовой интерференции в геометрии эффекта Бома/Аронова, выражается формулой $\lambda_C = \pi\hbar/eA$. Для сравнения с оптикой можно записать численное значение коэффициента, связывающего λ_C, выраженную в ангстремах, с вектор-потенциалом $\mathbf{A}$ в Тесла×метр $\lambda_C[\mathring{A}] \approx 10^{-7}/|\mathbf{A}\,[T \times м]|$. Таким образом, даже слабые, технически легко достижимые поля (при $\mathbf{A} = 10^{-6}\,[T \times м] = 1\,[Э \times см]$ $\lambda_C \approx 0.1\mathring{A}$!) делают квантовую интерференцию сверхпроводящего конденсата (т.е. эффект Джозефсона & эффект Бома/Аронова) более предпочтительной, чем оптическая интерференция по условиям на рабочую длину волны в экспериментах с детектированием гравитационных возмущений (при сопоставимой базе L). Важным фактором, ограничивающим чувствительность оптических интерференционных систем, является необходимость введения света не просто высокой монохроматичности и стабильности параметров, но также и немалой (сотни ватт на входе в интерферометр [4]) мощности. Последнее условие диктует фотоумножитель, который в противном случае не смо-

жет накопить сигнал с достаточным отношением сигнал/шум даже в одноквантовом режиме счета фотонов. В условиях же сверхпроводимости стабильность параметров сравнительно просто обеспечивается замораживанием магнитного потока, а большую мощность оптического излучения заменяет здесь высокое значение критического тока.

Принцип детектирования гравитационных волн без преобразования в энергию колебаний пробных тел в определенном смысле связан с вопросом о возможности передачи информации без передачи энергии. С одной стороны, в нашем случае этот вопрос в столь острой форме конечно же не стоит, так как интерференционные методы регистрации допускают косвенный энергообмен. Гравитационная волна "управляет" фазой в интерференционном детекторе. Являясь по сути нелинейным, такое воздействие допускает, чтобы энергия отклика превышала энергию инициирующего возмущения. Однако, с другой стороны, и в самой острой постановке вопрос о передаче информации без передачи энергии видимо допускает утвердительный ответ, имеющий прямое отношение к интерференционному детектированию. Этот ответ следует искать в теории обратимых вычислений на квантовом компьютере. Как известно, обратимость на квантовом уровне [10] обеспечивается тем, что в ходе вычисления состояния все время преобразуются, оставаясь собственными по отношению к исходному гамильтониану задачи. При этом состояния могут быть вырождены по энергии. Таким образом, интерференционные методы регистрации нестационарных вариаций метрики по смыслу оказываются связаны с теорией квантового компьютера.

Прямая конверсия гравитационного возмущения в фазовый отклик, улавливаемый СКВИДом, может быть произведена сверхпроводящим трансформатором магнитного потока (рис. 1). Трансформатор представляет собой замкнутый сверхпроводящий контур, составленный из двух катушек с близкими значениями индуктивности: конвертирующей катушки (b – рис. 1) и катушки связи (c – рис. 1). Катушка (петля) связи подводит изменение магнитного потока, порожденное гравитационной волной, к "чувствительному" месту СКВИДа. Плоскости витков конвертирующей катушки располагаются параллельно волновому вектору гравитационного возмущения. При такой конфигурации (рис. 1) вариация метрического тензора вызовет изменение интеграла от скалярного произведения векторного потенциала $\mathbf{A}$ на бесконечно малый элемент $\mathbf{dr}$ сверхпроводящего контура конвертирующей катушки (в плоскости XZ рис. 1). По теореме Стокса этот интеграл по всему замкнутому контуру есть захваченный магнитный поток

$$\delta\Phi = \delta\{\oint g_{ij}A^i dr^j\} \approx \oint \delta g_{ij}A^i dr^j.$$

Таким образом, возмущение метрики порождает небольшое приращение магнитного потока, часть которого (примерно половина) приходится на передающую катушку. При прохождении плоской гравитационной волны "обычное" трехмерное пространство, как известно, искажается таким образом, что круг (а – рис. 1), изображенный в плоскости XY, нормальной к волновому вектору, периодически растягивается в одном направлении и сжимается в другом (как бы "дышит"), а площадь эллипса остается все время неизменной.

Растяжение оси эллипса, а с ним и всех линейных размеров в плоскости XZ, параллельной направлению распространения волны, вызовет изменение рабочей площади конвертирующей катушки (волновой вектор параллелен плоскостям витков катушки), что и позволяет оценить приращение потока без вычисления интеграла по контуру. Относительное удлинение размера приближенно равно вариации метрического тензора. Следовательно, этому же равно относительное приращение рабочей площади конвертирующей катушки и относительное изменение магнитного потока. Если в трансформаторе заморозить поток $\Phi_c = 20\,мВб \approx 10^{13}\Phi_0$, где $\Phi_0 = 2.07 \times 10^{-15}\,Вб$ – квант магнитного потока, то гравитационная волна с амплитудой колебаний метрического тензора $|\delta g_{ij}| = 10^{-20}$, вызовет изменение потока на входе СКВИДа $\delta\Phi \approx \Phi_c|\delta g_{ij}| \approx 10^{-7}\Phi_0$, что соответствует предельному разрешению современного двухступенчатого ПТ-СКВИДа в полосе примерно 0.1 $Гц$ [11].

Создание терагерцовых безгистерезисных СВЧ-СКВИДов с квантовым сжатием когерентных состояний, отвечающих джозефсоновским плазменным колебаниям, по нашим оценкам обещает повышение чувствительности более чем на три порядка ($\delta\Phi \approx 10^{-10}\Phi_0\,Гц^{-1/2}$). При этом может стать доступным прием волн с амплитудами порядка $|\delta g_{ij}| = 10^{-23}$ в полосе 1 $Гц$. Следует признать, что в приведенных оценках не были учтены потери сигнала, неизбежные при согласовании входного контура СКВИДа с передающей катушкой (эти потери могут составлять 1–2 порядка).

Исходя из принципа обратимости линейных электродинамических систем, можно предложить схему прямой конверсии вариаций гравитационного поля в фазовый отклик, основанную на использовании активного сверхпроводящего трансформатора потока, включающего Джозефсоновский туннельный переход (поток и фаза в этом случае взаимозависимы, а линейность обеспечивается малостью вариаций). Функции конвертирующей катушки и катушки связи в активном трансформаторе совмещены по принципу "два в одном", а в разрыв сверхпроводящей петли включен туннельный переход. Описанная структура по существу является "сверхгистерезисным" ВЧ-СКВИДом, т.е.

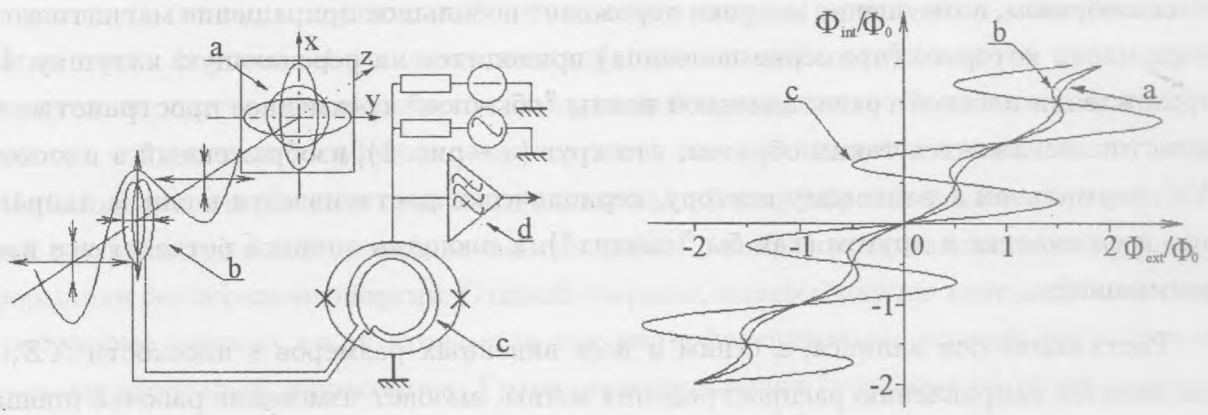


Рис. 1. *Схема прямой конверсии гравитационного возмущения в сигнал, регистрируемый СКВИДом. a) Искажение в поле гравитационной волны круга, изображенного на плоскости, нормальной к волновому вектору (круг "дышит"); b) растяжение эффективной площади конвертирующей катушки сверхпроводящего трансформатора потока; c) катушка связи, подводящая магнитный сигнал к ПТ-СКВИДу; d) входные элементы электроники ПТ-СКВИДа.*

Рис. 2. *Зависимость внутреннего магнитного потока (Φ_{int} – ось Y) от внешнего потока (Φ_{ext} – ось X) в сверхпроводящей петле, включающей Джозефсоновский туннельный переход (активный конвертирующий трансформатор потока). a) Однозначная безгистерезисная ветвь; b) многозначная гистерезисная ветвь; c) "сверхгистерезисная" ветвь.*

$LI_c >> \Phi_0$, где I_c – критический ток Джозефсоновского туннельного перехода, L – индуктивность катушки. Широкому размаху многозначной гистерезисной ветви ($\pm LI_c$) отвечает низкое значение производной $(d\Phi_{int}/d\Phi_{ext}) \approx \Phi_0/(LI_c)$ вне окрестностей точек с $\Phi_{int} = (n + 1/2)\Phi_0/2$ (линейная область); здесь Φ_{int} – внутренний поток в петле; Φ_{ext} – внешний магнитный поток, n – целое число.

Внутренний поток Φ_{int} (ось Y рис. 2) определяется разностью фаз на Джозефсоновском переходе $\Phi_{int} = \Phi_0\varphi/2\pi$. В ответ на искривление метрики в замкнутом контуре активного трансформатора возникает приращение именно разности фаз, что приводит к изменению внутреннего потока [12]. Изменение последнего (согласно принципу обратимости) должно вызвать приращение внешнего потока, пропорциональное $(d\Phi_{int}/d\Phi_{ext})^{-1}$. Таким образом $\delta\Phi_{ext} \approx (LI_c/\Phi_0) \times \delta\Phi_{int} \approx (LI_c/\Phi_0) \times \Phi_{int} \times |\delta g_{ij}| \approx (LI_c/\Phi_0) \times LI_c \times |\delta g_{ij}|$, или в единицах кванта потока отклик внешнего магнитного поля на динамическую вариацию метрики задается выражением $(\delta\Phi_{ext}/\Phi_0) \approx (LI_c/\Phi_0)^2 \times$

$|\delta g_{ij}|$. Для оценки предельного разрешения системы по метрике вместо $(\delta\Phi_{ext}/\Phi_0)$ следует подставить разрешение по потоку СКВИДа, регистрирующего внешнее поле, генерируемое активным трансформатором в ответ на искривление пространства $|\delta g_{ij}| \approx (\delta\Phi/\Phi_0)/(LI_c/\Phi_0)^2$. Если в качестве LI_c принять $20\,мкВб = 10^9\Phi_0$, то далеко не при самой рекордной чувствительности СКВИДа $\delta\Phi/\Phi_0 = 10^{-6}\,Гц^{-1/2}$ система сможет принимать гравитационные волны с рекордно малой амплитудой $|\delta g_{ij}| = 10^{-24}\,Гц^{-1/2}$.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Bondi H. Nature, **179**, 1072 (1957); Bondi H., Pirani F. A. E., Robinson I. Proceedings of the Royal Society, **A251**, 519 (1959); Вебер Дж. ОТО и гравитационные волны. М., ИЛ, 1962, стр. 159.

[2] Weber J. Phys. Rev., **117**, 306 (1960).

[3] Багаев С. Н., Дычков А. С., Чеботаев В. П. Письма в ЖЭТФ, **33**, вып. 2, 85 (1981).

[4] Coles M. in: Proc. Int. Conf. on Gravitational Waves: Sources and Detectors eds. I. Ciufolini, F. Fedecaro. World Scientific, Singapore (1997); Giazotto A. in: Proc. Int. Conf. on Gravitational Waves: Sources and Detectors eds. I. Ciufolini, F. Fedecaro. World Scientific, Singapore (1997); Kawamura S. and Mio N. in: Proc. 2nd TAMA Internat. Workshop on Gravitational Wave Detection Tokio: Universal Academy, Tokio (1999); ACIGA http://www.anu.edu.au/ACIGA.

[5] Sinsky J., Weber J. Phys. Rev. Lett., **18**, 795 (1967).

[6] Паули В. Теория относительности. М., Наука, гл.ред. физ.-мат.литературы, 1983.

[7] Вебер Дж. Общая теория относительности и гравитационные волны, М., ИЛ, 1962.

[8] Möller C. In: "Max-Plank Festschrift", Berlin, 1958, s. 139; Infeld L. Ann. Phys., **6**, 341 (1959); Scheidegger A. E. Rev. Mod. Phys., **25**, 451 (1953); Rosen N. In: "Jubilee of Relativity Theory", Basel, 1956.

[9] ALLEGRO http:sam.phys.lsu.edu.
AURIGA http://www.lnl.infn.it/.
EXPLORER http://www.roma.infn.it/rog/explorer/explorer.html.
NAUTILUS http://www.lnf.inf.it/esperimently/rog/NAUTILUS/
NIOBE http://www.gravity.pd.uwa.edu.au/publ/niobe.html.

[10] Feynman R. Found. Phys., **16**, 507 (1986).
[11] Clarke J. IEEE Trans. Electron Dev., **ED-27**, 1896 (1980).
[12] Bryce S. De Witt. Phys. Rev. Lett., **16**, 1092 (1966); Papini G. Phys. Lett., **24A**, 32 (1967).

Поступила в редакцию 10 декабря 2002 г.