

УДК 530.12

ПРОБЛЕМЫ ИЗЛУЧЕНИЯ И ПРИЕМА ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН

А. Ф. Писарев

Объединенный институт ядерных
исследований, Дубна

Обзор современного состояния проблем излучения и приема гравитационных волн. Дается физическое представление и математическое описание процессов излучения, распространения и взаимодействия гравитационных волн с веществом и электромагнитным полем. Анализируются выполненные эксперименты по поиску гравитационных волн астрофизического происхождения. Описываются лабораторные и космические источники этих волн и способы их приема. Особое внимание обращено на анализ предложений по постановке полного лабораторного эксперимента.

The present day status of the problems of gravitation wave radiation and reception is surveyed. The physical presentation and mathematical description of the processes of radiation, propagation and interaction of gravitation waves with matter and the electromagnetic field are given. The experiments on the search for gravitation waves of astrophysical nature are analysed. The laboratory and cosmic sources of these waves and the methods of their reception are described. Special attention is drawn to the analysis of the proposals to perform a complete laboratory gravitation wave experiment.

ВВЕДЕНИЕ

Проблема излучения и приема гравитационных волн является одной из самых актуальных и принципиально важных проблем релятивистской теории тяготения и всей современной физики. Интерес исследователей к этим вопросам особенно резко возрос в последние годы, когда экспериментаторы получили первые обнадеживающие сообщения о наблюдаемых ими сигналах астрофизического происхождения, которые можно интерпретировать как волны гравитации. Эти сообщения вызвали интенсивное расширение фронта теоретических и экспериментальных исследований и к настоящему времени более двух десятков экспериментальных групп в мире ведут тщательный поиск гравитационной радиации, идущей из космоса.

Надежное экспериментальное доказательство самого факта существования в природе гравитационных волн, переносящих энергию, послужило бы мощным фундаментом для физического осмысливания большого числа конкурирующих сейчас теоретических моделей в общей теории относительности (ОТО) и отбора тех из них, которые лучше других соответствуют действительности. Открытие гравитационных волн поставило бы также на надежную основу разработку теории квантования гравитационного поля. Гравитационная радиация могла бы найти широкое применение и в решении некоторых фундаментальных задач прикладного плана, типа освоения гравитационноинерциальной астрономии и новых каналов связи. Все современные эксперименты по гравитационным волнам базируются на зыбкой теоретической почве. Проблема состоит в том, что в релятивистской теории гравитации отсутствует четкое инвариантное определение понятия гравитационной волны. Нет здесь также полной ясности в вопросах определения физически наблюдаемых величин. А ведь это, по существу, составляет основу любого экспериментального исследования. Такая ситуация в ОТО вызвана сложностью нелинейной структуры уравнений Эйнштейна и отсутствием общеквариантного выражения для энергии гравитационного поля. Очевидно, что наличие гравитационного излучения в пространстве не должно быть связано в математическом отношении с выбором системы координат, или, другими словами, с характером движения наблюдателя, как это имеет место для истинно физических величин. Однако в силу принципа эквивалентности в ОТО не существует ковариантного тензора энергии-импульса, а используемый псевдотензор энергии-импульса полностью зависит от выбора системы координат. Отсюда вытекает, что гравитационное поле в любой точке может быть «уничтожено» или «сделано» сколь угодно большим одним лишь преобразованием координат. Ситуация несколько облегчается тем, что для слабых гравитационных полей уравнения поля допускают хорошо обоснованную линеаризацию, при которой получающиеся волновые уравнения однозначно указывают на существование в природе гравитационных волн. Эти волны представляют собой возмущение гравитационного поля, оторвавшегося от источника и распространяющегося в пространстве с фундаментальной скоростью. Гравитационные волны несут с собой энергию, которая не обращается в нуль никакими преобразованиями системы координат. В линеаризованной теории псевдотензор энергии-импульса приобретает свойства истинного симметричного тензора, с помощью которого можно строго вычислять все энергетические характеристики гравитационной радиации.

Основная цель настоящего обзора заключается в том, чтобы с одной стороны в сжатой форме дать современное физическое представление и математическое описание процессов излучения,

распространения и взаимодействия гравитационных волн с веществом и электромагнитным полем, с другой — обсудить опубликованные результаты по экспериментальному поиску гравитационного излучения и проанализировать новые идеи в этой области.

По проблемам гравитации в мировой литературе существует уже несколько обзоров и монографий, однако в этой области исследований каждый день приносит нам новые данные и новые идеи в теоретическом и в экспериментальном плане. Особенно много новых предложений и экспериментальных подходов к решению проблемы гравитационных волн появилось в последние три года, и в их обобщении назрела теперь настоятельная необходимость.

1. УРАВНЕНИЯ ГРАВИТАЦИОННОГО ПОЛЯ

Из принципа наименьшего действия гравитационного поля и поля материи следует [1, 2]:

$$R_{ik} - 0,5g_{ik}R = \frac{8\pi G}{c^4} T_{ik}, \quad (1)$$

или в смешанных компонентах

$$R_i^k - 0,5R\delta_i^k = \frac{8\pi G}{c^4} T_i^k. \quad (2)$$

Уравнения (1) и (2) — основные уравнения общей теории относительности, впервые полученные Эйнштейном в 1916 г. [1]. Они определяют связь между кривизной пространства — времени и распределением и движением в нем вещества и полей. В этих уравнениях R — скалярная кривизна пространства — времени; R_{ik}^h — тензор Риччи, причем $R = g^{il}R_{ik}^k = g^{il}g^{km}R_{iklm}$; G^* — гравитационная постоянная, равная $6,67 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3 \cdot \text{г}^{-1} \cdot \text{сек}^{-2}$; T_i^k — тензор энергии — импульса материи, учитывающий вещество и все типы полей, кроме энергии и импульса гравитационного происхождения; δ_i^k — единичный тензор, компоненты которого $\delta_i^k = 0$ при $i \neq k$, а при $i = k$ $\delta_i^k = 1$; R_{iklm} — тензор кривизны Римана; g_{ik} — метрический тензор, имеющий в ОТО значение потенциалов гравитационного поля.

Умножая (2) на g_{ik} и производя свертку, получаем

$$R = -\frac{8\pi G}{c^4} T, \quad (3)$$

где $T = T_i^i$. Здесь и ниже по дважды повторяющимся индексам производится суммирование. С учетом (3) уравнение (2) можно теперь представить в виде

$$R_{ik} = \frac{8\pi G}{c^4} (T_{ik} - 0,5g_{ik}T). \quad (4)$$

* В некоторых работах вместо G используется величина $\kappa = 8\pi G/c^2 = 1,86 \cdot 10^{-27} \text{ см}^{-1}$, называемая эйнштейновской гравитационной постоянной.

Уравнение (4) нелинейно, поэтому для полей гравитации принцип суперпозиции в общем случае несправедлив. И только для слабых полей уравнение в первом приближении становится линейным, и принцип суперпозиции выполняется. В пустом пространстве $T_{ik} = 0$ и, следовательно, $R_{ik} = 0$.

Впервые уравнения Эйнштейна в приближении слабого поля были рассмотрены самим автором [1]. С дальнейшим прогрессом в решении этих уравнений читатель может подробно ознакомиться в работах [2—10].

Пусть в пустоте гравитационное поле — весьма слабое и метрика пространства — времени почти галилеева. Тогда в этом пространстве можно выбрать такую систему отсчета, в которой метрический тензор $g_{\alpha\beta}$ будет мало отличаться от тензора Минковского $\overset{\circ}{g}_{\alpha\beta}$, т. е.

$$g_{\alpha\beta} = \overset{\circ}{g}_{\alpha\beta} + h_{\alpha\beta}. \tag{5}$$

Здесь $\overset{\circ}{g}_{\alpha\beta} = 1$ для $\alpha = \beta$; $\overset{\circ}{g}_{\alpha\beta} = 0$ для $\alpha \neq \beta$ и $\overset{\circ}{g}_{00} = -1$; $\overset{\circ}{g}_{0\beta} = 0$; $h_{\alpha\beta}$ — малые поправки к единичной метрике, т. е. $h_{\alpha\beta} \ll 1$. Предполагается, что частные производные от $h_{\alpha\beta}$ имеют тот же порядок малости, что и $h_{\alpha\beta}$; $h_{\alpha\beta,\mu} \sim h_{\alpha\beta,\mu\nu} \sim h_{\alpha\beta}$, поэтому их произведениями можно пренебречь по сравнению с самими величинами. Запятая в индексах означает дифференцирование по x^μ .

Вводя новую величину $\Psi_i^k = h_i^k - 0,5 h \delta_i^k$ и выбирая гармоническую систему координат, в которой Ψ_i^k является сохраняющейся величиной, получаем

$$\partial \Psi_i^k / \partial x^k = 0. \tag{6}$$

В силу этого условия выражение для тензора Риччи R_i^k имеет вид

$$R_i^k = -0,5 \square h_i^k. \tag{7}$$

Отсюда скалярная кривизна

$$R = -0,5 \square h, \tag{8}$$

где $\square h_{ik} = g^{lm} \frac{\partial^2 h_{ik}}{\partial x^l \partial x^m}$; $h = h_i^i$; \square — оператор Даламбера специальной теории относительности, равный

$$\frac{\partial^2}{\partial x_\alpha^2} - \frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial^2}{\partial t^2} = \Delta - \frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial^2}{\partial t^2};$$

Δ — оператор Лапласа. Комбинируя (2), (7) и (8), получаем уравнение поля стандартного вида:

$$-0,5 \square (h_i^k - 0,5 h \delta_i^k) = -0,5 \square \Psi_i^k = \frac{8\pi G}{c^4} T_i^k, \tag{9}$$

или

$$\square \Psi_i^k = -\frac{16\pi G}{c^4} T_i^k. \quad (10)$$

Из подстановки (7) в (4) следует:

$$\square h_i^k = -\frac{16\pi G}{c^4} (T_i^k - 0,5\delta_i^k T). \quad (11)$$

Видно, что уравнения Эйнштейна в линейном приближении являются волновыми уравнениями для потенциалов Ψ_i^k или h_i^k . Правая часть этих уравнений описывает источники гравитационного поля, а левая — потенциалы, порождаемые этими источниками.

Для пустоты, как уже отмечалось, $R_i^k = 0$ и, следовательно,

$$\square h_i^k = 0. \quad (12)$$

Это обычное волновое уравнение, которое аналогично соответствующему волновому уравнению для векторного потенциала в теории электромагнитного поля $\square \varphi = 0$, где φ один из векторов A, E, H . Из электродинамики, в частности, известно, что при отсутствии зарядов электромагнитное поле распространяется со скоростью света. Поэтому в силу аналогии волновых уравнений для гравитационного и электромагнитного полей полагают, что в свободном от масс пространстве должны распространяться гравитационные волны и их скорость должна равняться фундаментальной скорости, т. е. скорости света.

2. ЗАКОН СОХРАНЕНИЯ ЭНЕРГИИ — ИМПУЛЬСА В ОТО

Решение проблемы гравитационного излучения в ОТО встречается с огромными трудностями [1, 2, 6, 11, 12, 14], связанными с отсутствием инвариантного определения этого понятия. Центральный пункт в этой проблеме — вопрос об инвариантной формулировке тензора энергии — импульса гравитационного поля. В специальной теории относительности, как мы знаем, закон сохранения энергии — импульса выражается уравнением:

$$\partial T_{ih} / \partial x^h = 0. \quad (13)$$

Однако такого простого соотношения не существует для гравитационного поля. В последнем случае для записи закона сохранения приходится присоединять к тензору T_{ih} еще особый дифференциально-геометрический объект t_{ih} (не тензор), описывающий распределение и перемещение энергии и импульса гравитационной природы. Теория тяготения является единственной теорией, в которой не существует строгого тензора энергии — импульса и момента. Введение t_{ih} в закон сохранения делается весьма фор-

мально и искусственно (см., например, обсуждение этой проблемы в книгах [2, 9, 10]).

Сохраняющейся величиной в релятивистской теории тяготения является комплекс энергии — импульса следующего вида:

$$\frac{\partial}{\partial x^\nu} [V^{-g} (T^{\mu\nu} + t^{\mu\nu})] = 0.$$

Здесь $t^{\mu\nu}$ — несимметричный по индексам μ и ν псевдотензор энергии — импульса гравитационного поля, зависящий от системы координат. Однако в очень слабых гравитационных полях, когда метрика пространственно-временных событий является почти галилеевой, $t^{\mu\nu}$ ведет себя как симметричный тензор. В этом случае им можно пользоваться для строгого описания и вычисления физически наблюдаемых величин. Такой подход и будет использоваться ниже при всех расчетах. Конкретный вид псевдотензора $t^{\mu\nu}$, выраженный через производные от $g^{\mu\nu}$, имеет вид [2, 3, 6]:

$$\begin{aligned} t_i^h = & \frac{\delta_i^h}{2\kappa} G + \frac{c^4}{32\pi G} \cdot \frac{1}{V^{-g}} \times \\ & \times \left[g^{hs} \left(\frac{\partial g_{ls}}{\partial x^m} + \frac{\partial g_{ms}}{\partial x^l} - \frac{\partial g_{lm}}{\partial x^s} \right) \frac{\partial (V^{-g} g^{lm})}{\partial x^i} - \right. \\ & \left. - g^{ls} \frac{\partial g_{ls}}{\partial x^m} \cdot \frac{\partial (V^{-g} g^{hm})}{\partial x^i} \right]. \end{aligned} \quad (14)$$

3. ГРАВИТАЦИОННЫЕ ВОЛНЫ

Под гравитационной волной в математическом плане следует понимать распространение кривизны пространства — времени [4—7]. В физическом отношении гравитационная волна есть возмущение гравитационного поля, распространяющееся с конечной скоростью и несущее с собой энергию. Наинизшими мультиполями в электромагнитных волнах являются электрическое и магнитное дипольные излучения. Электромагнитные волны — поперечные: векторы E и H напряженностей электрического и магнитного полей волны взаимно ортогональны и лежат в плоскости, перпендикулярной к направлению распространения волны. Аналогичную ситуацию имеем и в случае гравитационных волн при тензорном варианте теории гравитации. Низшим мультиполем гравитационных волн в этом случае будет квадруполь. Однако если учитывать и менее принятую сейчас точку зрения, в соответствии с которой допускается существование скалярно-тензорной теории релятивистской гравитации, то наряду с квадрупольным излучением существует и монополюсное излучение. Но во всех теориях гравитации, в том числе и скалярно-тензорной теории, волны гравитационного излучения поперечны.

Поясним теперь смысл гравитационных волн на примерах относительного ускорения пробных частиц в поле этих волн [4]. Так, в случае ньютоновского поля известно, что сила тяготения убывает с расстоянием как r^{-2} . Относительное ускорение двух пробных тел в таком поле уменьшается по закону r^{-3} . Это общеизвестные приливные силы. Квадрупольная составляющая поля тяготения тела убывает как r^{-4} , а относительное ускорение пробных частиц в этом поле — как r^{-5} . Это вывод ньютоновской теории.

Релятивистская теория тяготения дает иное утверждение для случая переменной квадрупольной составляющей поля. Теория утверждает, строго это будет показано ниже, что на расстояниях $r > cT$, т. е. в волновой зоне, где c — скорость света, T — характерное время изменения квадрупольного момента источника поля, относительное ускорение пробных тел зависит от расстояния как r^{-1} . Если сравнить эту зависимость с убыванием относительного ускорения тел в поле от статического квадрупольного источника (как r^{-5}), то можно увидеть, что относительное ускорение тел в этих случаях пренебрежимо мало по сравнению с относительным ускорением в гравитационной волне. Именно этот факт и кладется в основу экспериментов по поиску гравитационных волн.

Плоские волны. В плоской волне поле в пространстве меняется вдоль одного направления, в качестве которого для определенности можно принять ось $x^1 = x$. Уравнение (12) в этом случае приобретает следующий вид:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} - \frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) h_i^k = 0.$$

Очевидно, решением этого уравнения является функция $f(t - x/c)$, т. е. [3, 6] $h_i^k = F_{1i}^k(x - ct) + F_{2i}^k(x + ct)$.

Рассмотрим лишь одну волну, бегущую в положительном направлении оси x : $h_i^k = F_{1i}^k(x - ct)$.

С учетом дополнительного условия (10) будем иметь:

$$\partial \Psi_i^k / \partial x^k = \partial (h_i^k - 0,5h\delta_i^k) / \partial x^k = 0,$$

или применительно к данному случаю

$$\frac{\partial (h_1^1 - 0,5h)}{\partial x} + \frac{\partial h_1^0}{c \partial t} = 0; \quad \frac{\partial h_{2,3,0}^1}{\partial x} + \frac{\partial h_{2,3,0}^0}{c \partial t} = 0.$$

Так как $\partial h_i^k / \partial x = -\partial h_i^k / c \partial t$, то, интегрируя и отбрасывая константы (поскольку мы интересуемся переменной частью поля), получаем $h_1^1 = h_1^0 + 0,5h$; $h_{2,3,0}^1 = h_{2,3,0}^0$; $\Psi_i^k = h_i^k$.

Методом бесконечно малых преобразований координат можно часть компонент h_i^k обратить в нуль и, в конечном счете, получить следующий результат: $h_2^2 = -h_3^3$; $h_2^3 \neq h_2^2$. Следовательно, гравитационная волна является поперечной и определяется двумя ком-

понентами h_2^2 и h_3^3 . В этом случае она действительно аналогична плоской электромагнитной волне. Поляризация гравитационных волн определяется симметричным тензором 2-го ранга в плоскости yz , сумма диагональных членов которого $h_2^2 + h_3^3$ равна нулю. Компоненты метрического тензора (5), определяющего метрику пространства — времени, в котором распространяются слабые плоские гравитационные волны, приобретают теперь следующий вид: $g_{00} = -1$; $g_{11} = 0$; $g_{22} = 1 + h_{22}$; $g_{33} = 1 + h_{33}$; $g_{23} = h_{23}$. Остальные компоненты g_{ik} равны нулю.

Вычислим плотность потока энергии, переносимой плоской гравитационной волной. Для этих целей воспользуемся формулой (14). Для волны, распространяющейся вдоль оси x , отличной от нуля будет только компонента t^{01} [2, 3]. Вычисление по формуле (14) дает:

$$t^{01} = -\frac{c^3}{32\pi G} \left[\left(\frac{\partial h_{22}}{\partial x} \cdot \frac{\partial h_{22}}{\partial t} + \frac{\partial h_{33}}{\partial x} \cdot \frac{\partial h_{33}}{\partial t} + 2 \frac{\partial h_{23}}{\partial x} \cdot \frac{\partial h_{23}}{\partial t} \right) - \frac{\partial^2}{\partial x \partial t} (h_{22}^2 + h_{33}^2 + 2h_{23}^2) \right],$$

но поскольку $h_{ik} = f(x - ct)$, то

$$\frac{\partial h_{ik}}{\partial x} = \frac{1}{c} \cdot \frac{\partial h_{ik}}{\partial t} = -\frac{h_{ik}}{c} = -\frac{\partial h_{ik}}{\partial x^0}.$$

Поэтому

$$t^{01} = \frac{c^2}{16\pi G} \left[\dot{h}_{23}^2 + \frac{1}{4} (\dot{h}_{22} - \dot{h}_{33})^2 \right]. \tag{15}$$

Цилиндрические волны. Изложим этот раздел, следуя работам [6, 11—14]. Впервые цилиндрические гравитационные волны были исследованы Эйнштейном и Розеном [13], а также Вебером и Уиллером [12]. В цилиндрической системе координат $x^i = x^i(r, \varphi, z, ct = T)$ пространственно-временной интервал может быть представлен в виде

$$ds^2 = \exp [2(\gamma - \psi)] (-dT^2 + dr^2) + r^2 \exp(-2\psi) d\varphi^2 + \exp(2\psi) dz^2,$$

где масштабные факторы γ и ψ зависят только от r и T . Уравнение тяготения (10) для пространства с данной метрикой будет выполняться при условиях:

$$\psi'' + \frac{1}{r} \dot{\psi}' - \ddot{\psi} = 0; \quad \gamma' = r [\psi'^2 + \dot{\psi}^2]; \quad \dot{\gamma} = 2r\psi' \dot{\psi}.$$

Здесь штрих и точка означают частное дифференцирование соответственно по r и ct . Решения первого из этих уравнений хорошо известны: они представляют цилиндрические волны, которые на больших расстояниях от источника можно представить либо в форме плоской монохроматической волны

$$\Psi = A(\omega r) \cos \omega t + B(\omega r) \sin \omega t, \tag{16}$$

либо в форме импульса

$$\Psi = C [(a - iT)^2 + r^2]^{-1/2} + C [(a + iT)^2 + r^2]^{-1/2}, \quad (17)$$

где a — приближенная мера ширины импульса. Причем волна (16) имеет поляризацию, которая описывается эллипсом в плоскости, перпендикулярной к направлению распространения волны. Одна из главных осей эллипса параллельна, а другая перпендикулярна к оси цилиндра. Этот эллипс описывает расстояние от некоторой центральной пробной частицы из набора пробных частиц, которые до прихода волны покоились на окружности. По мере прохождения фазы колебаний длинная ось эллипса становится короткой, и наоборот, но оси не поворачиваются. Цилиндрические волны не обладают другим независимым состоянием поляризации, как это имеет место, например, в истинно плоских волнах, у которых два состояния поляризации (ниже это будет показано) различаются поворотом главных осей эллипса на угол 45° в плоскости поляризации.

Анализ псевдотензора энергии — импульса t^{01} для монохроматической волны (16) и гравитационного импульса (17) показывает [11, 12], что хотя плотность энергии в волне и не обращается в нуль всюду, однако полный поток энергии, переносимый волной, равен нулю. Из этого результата Меллер [11], в частности, делает вывод, что гравитационная волна как физическое явление вообще, возможно, отсутствует в природе. Однако Вебер [12] и Папапетру [66] считают, что такой вывод не имеет под собой убедительного доказательства, так как он опирается на значение псевдотензора $t^{\mu\nu}$, который, как известно, не инвариантен относительно преобразования системы координат, и подходящим выбором системы координат ему можно придать в любой точке произвольное наперед заданное значение. Чтобы убедиться в том, что рассматриваемые волны не являются фиктивными «координатными» волнами в пространстве, а представляют собой действительный физический волновой процесс, достаточно рассмотреть для этого тензор кривизны Римана в пространстве, занятом волной. Прямыми расчетами можно показать [12, 66], что в этом случае часть компонент R_{iklm} не обращается в нуль никакими преобразованиями координат. Это означает, что цилиндрические гравитационные волны вызывают реальное искривление пространства, которое приводит к различным физическим эффектам типа изменения расстояния между соседними бесконечно малыми пробными частицами. Следовательно, цилиндрической гравитационной волне следует приписать смысл объективного существования.

Сферические волны. Решению этой проблемы посвящены работы Робинсона и Траутмана [15—17]. Они получили класс точных решений Эйнштейна в пустом пространстве, используя специальную метрику. Бартрум [18] далее установил, что сфери-

ческие гравитационные волны могут образовывать самосогласованную систему с электромагнитными волнами, распространяясь вместе с ними вдоль общих траекторий. Керр и Шильд [19] также получили решение релятивистского уравнения тяготения для случая сферических волн, используя иную метрику, чем в работах [15—17]. Они, в частности, показали, что эти волны распространяются вдоль геодезических и имеют нулевую дисперсию.

4. ТЕОРИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН

Тензорная теория излучения. Уравнения (10) по своей форме, как уже отмечалось, совпадают с соответствующими уравнениями электродинамики в частной теории относительности: $\square A_\mu = -j_\mu$, где A_μ — четырехмерный потенциал; j_μ — вектор плотности тока. Поэтому следует предположить, что тензор энергии — импульса $T_{\mu\nu}$ должен играть в гравитации ту же роль, что и четырехмерный вектор j_μ в теории электромагнетизма, т. е. тензор $T_{\mu\nu}$ должен быть источником гравитационного поля и, следовательно, источником гравитационных волн (гравитонов со спином два [14, 20]). По аналогии с электродинамикой уравнение (10) решается методом запаздывающих потенциалов.

Решение для слабого поля [1—3, 6, 8, 14], создаваемого телами, которые движутся со скоростями $v \ll c$, имеет вид

$$\Psi_i^k = \frac{4G}{c^4} \cdot \frac{1}{R_0} \int (T_i^k)_{t-R_0/c} \frac{1}{R} dv,$$

где R_0 — расстояние от начала координат, например центра объема v , занимаемого источниками поля. После несложных преобразований уравнение переходит в

$$\Psi_{\alpha\beta} = \frac{2G}{c^4} \cdot \frac{1}{R_0} \cdot \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int \mu x^\alpha x^\beta dv,$$

где μ — плотность массы в источнике. На больших расстояниях от источника гравитационную волну можно считать плоской, распространяющейся в направлении оси x , и найти для этой волны поток энергии по формуле (15):

$$\begin{aligned} t^{01} &= \frac{G}{36\pi c^5 R_0^2} \left[\left(\frac{\ddot{D}_{22} - \ddot{D}_{33}}{2} \right)^2 + \ddot{D}_{23}^2 \right] = \\ &= -\frac{c^2}{16\pi G} \left[\dot{h}_{23}^2 + \left(\frac{\dot{h}_{22} - \dot{h}_{33}}{2} \right)^2 \right]. \end{aligned}$$

Здесь точка означает дифференцирование по t ; $D_{\alpha\beta}$ — квадрупольный момент масс, равный

$$D_{\alpha\beta} = \int \mu (3x^\alpha x^\beta - \delta_{\alpha\beta} x_\gamma^2) dv.$$

Интенсивность излучения в произвольном направлении \mathbf{n} , где \mathbf{n} — единичный вектор с компонентом n_α , в элемент телесного угла $d\Omega$ выражается соотношением [2, 3, 8]:

$$dI = \frac{G}{36\pi^5} \left[\frac{1}{4} (\ddot{D}_{\alpha\beta} n_\alpha n_\beta)^2 + 0,5 \ddot{D}_{\alpha\beta}^2 - \ddot{D}_{\alpha\beta} \ddot{D}_{\alpha\gamma} n_\beta n_\gamma \right] d\Omega.$$

При этом полное излучение по всем направлениям — $d\mathcal{E}/dt = \dot{G} \ddot{D}_{\alpha\beta}^2 / 45c^5$. Величина $\ddot{D}_{\alpha\beta}^2$ представляет собой 3-скаляр, который можно представить как $\xi M^2 r^2 \omega^6$, где M — масса системы; r — «радиус» системы; ω — частота колебаний; ξ — безразмерный параметр, характеризующий геометрию и динамику системы. Если теперь учесть, что $GM^2/r = E_0$ — гравитационная энергия системы, то уравнение для полного излучения можно представить в следующем виде:

$$-d\mathcal{E}/dt = (\xi GM^2 c/r^2) (r\omega/c)^6 = \alpha E,$$

где α — коэффициент расхода энергии системы на гравитационное излучение, равный $[\xi GM/(r^2 c)] (r\omega/c)^6$.

Из приведенного анализа видно, что наименьшим возможным мультипольным радиационным членом в потенциале $\psi_{\alpha\beta}$ является квадрупольный член. Дипольное излучение в теории тяготения возникнуть не может, так как отношение гравитационного заряда к инертной массе для всех тел одно и то же и дипольный момент равен нулю. Отсутствие дипольного члена свидетельствует, в частности, о том, что в тензорном варианте теории сферические симметричные пульсации материальных систем не могут излучать гравитационные волны.

Скалярно-тензорная теория излучения. В настоящее время ОТО не ограничивается одним лишь тензорным вариантом теории, предложенным и разработанным Эйнштейном. Существует еще целый ряд конкурирующих теорий (см., например, обсуждение и сопоставление различных теорий ОТО в работах [21—24]), которые находятся в удовлетворительном согласии с экспериментами. Одна из этих теорий — скалярно-тензорная теория, предложенная Йорданом [25], Брансом и Дикке [26] и обобщенная в работах [4, 22, 27—39], — является самой распространенной после теории Эйнштейна. В соответствии со скалярно-тензорной теорией, тела со сферической симметрией способны эффективно испускать гравитационное монополярное излучение (гравитоны со спином нуль), которое запрещено в чисто тензорном варианте теории. Интенсивность монополярных волн может достигать, а в некоторых случаях и превышать интенсивность квадрупольных волн, которые излучались бы тем же источником при нарушении его сферичности [22, 29].

Ниже излагаются основные моменты скалярно-тензорного гравитационного излучения. При этом будем следовать в основном

работе [35]. Уравнение поля в скалярно-тензорной теории имеет вид

$$\square \varphi = [8\pi/(3 + 2\delta) c^4] T; \quad \square \varphi = \varphi^i_{,i}, \quad (18)$$

где $T = g_{ik} T^{ik}$; $\varphi = \varphi(\mathbf{r}, t)$ — скалярное поле, которое связано с гравитационной «постоянной», зависящей от координат и времени; δ — постоянная взаимодействия скалярного и тензорного полей, причем δ принимается равным шести. Запятая в индексах уравнений (18) означает частную производную. Для решения волнового уравнения (18) принимается, как и в случае тензорной теории, что гравитационное излучение лишь слабо возмущает псевдоевклидову метрику, т. е. $g_{ik} = \overset{\circ}{g}_{ik} + h_{ik}$; $\varphi = \varphi_0(1 + \psi)$, где $\varphi_0^{-1} = (3 + 2\delta)k/(4 + 2\delta) = \gamma k$; $\gamma \approx 1$; $k = k(\mathbf{r}, t) \sim \sim \varphi^{-1}(\mathbf{r}, t)$. Здесь величина k имеет значение гравитационной постоянной.

В гармонической системе координат

$$[h_i^k - 0,5\delta_i^{(k)}(h + 2\psi)]_{,k} = 0$$

и волновые уравнения (18) принимают вид

$$\left(\Delta - \frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial^2}{\partial t^2}\right) [h_{ik} - 0,5\overset{\circ}{g}_{ik}(h + 2\psi)] = \frac{16\pi}{c^4} \gamma k T_{ik}; \quad (19)$$

$$\left(\Delta - \frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial^2}{\partial t^2}\right) \Psi = -\frac{8\pi\gamma k}{(3 + 2\delta)c^4} T. \quad (20)$$

Решение этих уравнений вдали от источников в случае плоской волны, распространяющейся в направлении x , дает $h_{00} = h_{01} = = h_{02} = h_{03} = 0$; $h_{22} + h_{33} = 2\psi$. Эти уравнения по своей структуре повторяют уравнения (9) — (11). Поэтому уже отсюда можно сделать вывод, что скалярные волны, как и тензорные поперечны и обладают фундаментальной скоростью распространения, равной скорости света.

Для вычисления энергии, переносимой такой гравитационной волной, используется псевдотензор энергии—импульса в следующем виде:

$$t^{ik} = k\varphi t_0^{ik} + t_\varphi^{ik},$$

где t_0^{ik} — псевдотензор, фигурирующий в чисто тензорном варианте теории и определяемый соотношением (15). Дополнительный псевдотензор t_φ^{ik} связан с наличием скалярного поля $\varphi(\mathbf{r}, t)$. В случае плоской волны

$$t^{01} = \frac{c^2}{16\pi\gamma k} \left[\dot{h}_{23}^2 + \frac{1}{4} (\dot{h}_{22} - \dot{h}_{33})^2 + (3 + 2\delta) \dot{\Psi}^2 \right]. \quad (21)$$

Решение уравнений поля (19) и (20) дает для h_{22} , h_{33} , h_{23} и Ψ следующие выражения:

$$h_{23} = -\frac{2\gamma k}{3c^4 r_0} \ddot{D}_{23}; \quad h_{22} - h_{33} = -\frac{2\gamma k}{3c^4 r_0} (\ddot{D}_{22} - \ddot{D}_{33});$$

$$\Psi(r_0, t) = [2\gamma k/c^4 (3 + 2\delta)] \int \frac{T(t - |\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|/c)}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|} dv,$$

где \mathbf{r}_0 — радиус-вектор точки наблюдения. Интенсивность чисто тензорного гравитационного излучения в этой теории совпадает с выводами Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшица [2]. Потери энергии в единицу времени на скалярное излучение

$$-\left(\frac{d\mathcal{E}}{dt}\right)_\varphi = \frac{k\gamma}{4\pi c^5 (3 + 2\delta)} \int \left[\frac{\partial}{\partial t} \int T(t') dv \right]^2 d\Omega. \quad (22)$$

Здесь $t' = t - |\mathbf{r}_0 - \mathbf{r}|/c$; $d\Omega$ — элемент темного угла на сфере радиуса r_0 . Конкретный расчет показывает [37], что при некоторых физических процессах скалярное излучение может существенно превышать по своей интенсивности тензорное излучение. К таким процессам относятся, в частности, турбулентно-вихревое движение вещества в горячей плазме, радиально-симметричный коллапс звезд, их пульсации и т. п. Так, если звезда испытывает объемные радиальные гармонические колебания типа $R = R_0 + r_1 \cos \omega t$, $r_1 \ll R_0$, где R_0 — средний радиус звезды; r_1 — амплитуда колебаний, то такая звезда в соответствии с (21) и (22) будет излучать лишь скалярные волны с интенсивностью

$$-\frac{d\mathcal{E}}{dt} = \frac{1}{20} \cdot \frac{k}{c^5 (4 + 2\delta)} (M r_2 R_0)^2 \omega^6.$$

Здесь уместно отметить, что экспериментальное исследование с надлежащей точностью характеристики гравитационного излучения — интенсивности и поляризации — может однозначно установить вклад скалярной теории в ОТО. Сейчас считается [38], что этот вклад составляет около 10%.

5. ИСТОЧНИКИ ГРАВИТАЦИОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Астрофизические источники квадрупольно-массового типа. По астрофизическим источникам к настоящему времени имеется уже несколько обзоров с подробными расчетными сведениями об интенсивности и поляризации гравитационного излучения от различных космических объектов (см., например, один из последних подробных обзоров [40]). Однако для полноты представления картины обсуждаемой проблемы мы также отметим здесь наиболее характерные астрофизические источники гравитационной радиации.

Двойные звезды. Система из двух звезд с массами m_1 и m_2 , вращающимися около общего центра тяжести с частотой ω ,

обладает квадрупольным моментом и в силу этого должна излучать гармонические гравитационные волны [2, 41] мощностью

$$P = \frac{32G}{5c^5} \cdot \frac{m_1^2 m_2^2}{(m_1 + m_2)} r^4 \omega^6,$$

где r — расстояние между центрами звезд. Близкое к этой величине значение гравитационного излучения получено также в работе [42]. Основное излучение происходит на частоте, равной удвоенной частоте обращения звезд. По данным работы [41] мощность гравитационного излучения от двойных звезд у Земли составляет $10^{-9} - 10^{-10}$ эрг/(см²·сек), что отвечает безразмерной амплитуде $h \approx 10^{-20} - 10^{-21}$. Для информации укажем, что система Солнце — Юпитер испускает гравитационное излучение мощностью 450 вт, что в 10^{24} раз меньше, чем мощность электромагнитного излучения [7].

В случае релятивистской скорости вращения компонент двойной звезды [43] происходит гравитационное излучение в широком спектре частот. При этом суммарная мощность излучения $\mathcal{E} = GE^2\Omega^2/[c^5(1 - \beta^2)]$, где E — полная энергия системы; Ω — угловая скорость вращения звезд; β — их релятивистская скорость. Полный поток излучения от всех $2 \cdot 10^7$ двойных звезд нашей Галактики на Земле составляет $\sim 10^{-7}$ эрг/(см²·сек) [41]. Здесь уместно отметить излучение двойной системы звезд, в которой одна звезда проходит на близком расстоянии от другой звезды [44]. В этом случае импульс энергии гравитационного излучения составляет $\Delta\mathcal{E} = (c^2 m^2 / M) (r_g / r)^{3,5}$, где r — координата периастра; r_g — гравитационный радиус системы; m — масса пролетающей звезды; M — масса «покоящейся» звезды. При прямом столкновении звезд $\Delta\mathcal{E} = 2 \cdot 10^{-2} m^2 M^2 c^2 / (m + M)^3$.

В работе [45] показана возможность излучения гравитационных волн от быстро вращающихся несферических однородных «капель» жидкости. Так, белые карлики и нейтронные звезды при периоде вращения 0,001 сек могут создавать кратковременный гравитационный поток в окрестности Земли около $4 \cdot 10^7$ эрг/(см²·сек). Но еще большую интенсивность излучения должны создавать несферические взрывы гигантских астрофизических объектов, для которых гравитационная светимость $\mathcal{E} = L^{-1} E^2 \tau^{-2}$, где $L = c^5 / G = 3,63 \cdot 10^{59}$ эрг/сек; E — энергия взрыва; τ — характерное время взрыва. По оценкам Л. М. Озерного [46] взрыв квазара с $E \sim 10^{59}$ эрг и $\tau \approx 10^8$ сек дает $\mathcal{E} \approx 10^{45}$ эрг/сек.

Коллапс звезд и поглощение материи «черной дырой». Эти процессы порождают гигантские вспышки гравитационного излучения, мощность которого может уносить несколько солнечных масс [40, 46—49]. И самый мощный всплеск гравитационного излучения может давать соударение [50] или слияние [51] черных дыр.

Так, для слияния двух черных дыр поток энергии может составить величину $(2 - \sqrt{2}) mc^2$, где m — масса одной черной дыры.

Лабораторные источники квадрупольно-массового типа. Наипростейшим квадрупольно-массовым излучателем гравитационных волн лабораторного масштаба является жесткий стержень, вращающийся около центра тяжести. Такой стержень излучает волны [52] интенсивностью

$$\mathcal{E} = \frac{32GI^2\omega^6}{5c^5} = 1,73 \cdot 10^{-59} I^2 \omega^6 \text{ эрг/сек},$$

где I — момент инерции стержня; ω — угловая частота его вращения. Если взять стержень массой 10^4 г, длиной 1 м, выполненный из самого прочного материала, то при предельной скорости его вращения, когда он испытывает центробежное растягивающее разрушение, расчетная мощность излучения достигает 10^{-30} эрг/сек, что составляет около 10 гравитонов в год.

Рассмотрим теперь линейный квадрупольный осциллятор, состоящий из двух масс, совершающих гармоническое движение вдоль прямой, соединяющей эти массы. Такая система обладает квадрупольным моментом и, следовательно, способна излучать гравитационные волны [52] интенсивностью $\mathcal{E} = GI^2\omega^6/(60\pi c^5)$, где I — амплитуда тензора квадрупольного момента осциллятора; ω — частота осцилляции. Предельное значение мощности излучения также составляет около 10^{-30} эрг/сек.

Вебер [52] рассмотрел возможность излучения гравитационных волн, используя механические натяжения, которые возникают в пьезоэлектрическом стержне при электрострикции. Он нашел, что интенсивность излучения $\mathcal{E} = GP^2\lambda^2\pi^2/(120c^3)$, где P — эффективное растягивающее усилие в стержне; λ — длина гравитационной волны, соответствующая двойной частоте электрострикционного колебания стержня. Если взять кристалл длиной 50 см и излучать им гравитационные волны с $\lambda = 1$ м, то у порога разрушения кристалла мощность излучения составит около 10^{-13} эрг/сек. Однако подводимая электрическая мощность к кристаллу при этом должна составлять около 10^8 вт. К такому же выводу приходят и в работе [53].

В работе [54] рассмотрен излучатель, выполненный в виде сферической оболочки. Колебания такой оболочки вызывают сильные упругие натяжения в ее материале, что приводит к излучению гравитационных волн. Максимальная мощность излучения наступает при резонансе колебаний оболочки и составляет

$$\mathcal{E} = \frac{G}{c^3} (\rho c^2)^2 \left(\frac{c_s}{c}\right)^6 r_0^2 \lambda^2,$$

где ρ — переменная часть плотности материала в упругой волне; c_s — скорость звука в оболочке; r_0 — радиус оболочки; λ —

длина гравитационной волны. Расчеты по приведенной формуле для $r_0 \approx 10^3$ см, $\lambda \approx r_0$ дают $\mathcal{E}_{\text{макс}} \approx 10^{-7}$ эрг/сек.

В работах [46, 55] сделан анализ рождения уединенной гравитационной волны при больших несимметричных взрывах вещества. Найдено [46], что средняя энергия, уносимая гравитационной волной из зоны взрыва, $\mathcal{E} = 3,8 \cdot 10^{-57} E^2 / \tau^2$ эрг/сек, где E — полная энергия взрыва; τ — характерное время взрыва. Так, при взрыве урановой бомбы мощностью 17 кт должна излучаться гравитационная радиация мощностью около 10^{-4} эрг/сек в течение 10^{-8} сек [56].

Новый подход к излучению гравитационных волн развивается в работах [53, 57—64]. Сущность идеи здесь заключается в том, чтобы использовать микро- и макроскопические квантовые массовые системы как генераторы когерентного гравитационного излучения. Опираясь на аналогию электромагнитных и гравитационных слабых полей, в этих работах было показано, что когерентная осцилляция большого числа мультипольных моментов масс молекул, ионов или ядер способна порождать направленные импульсы гравитационного излучения.

Для возбуждения вещества в сверхизлучательное состояние предлагается использовать лазерную накачку. Такая возможность обусловлена тем, что распределение плотности электрического заряда в веществе тесно связано с распределением плотности массы, являющейся носителем этих зарядов. Следовательно, при создании лазерной накачкой сверхизлучательного электромагнитного состояния в веществе возникает одновременно и вынужденная когерентная прецессия мультипольных масс. Однако в свободном состоянии такая система быстро релаксирует через электромагнитный канал излучения. При этом отношение интенсивности электромагнитного излучения к гравитационному будет составлять 10^{36} — 10^{42} . Чтобы существенно уменьшить вероятность электромагнитного излучения, предлагается весь излучатель заключать в электромагнитный резонатор высокой добротности, т. е. «запретить» электромагнитный канал излучения. Оценки показывают [53, 57], что таким путем можно создать импульс гравитационной радиации около 10^{-10} W, где W — электромагнитная мощность, которую дает лазер. Интенсивность излучения можно еще поднять использованием направленности излучения больших систем. В качестве примеров подобных излучателей в работе [58] рассмотрены следующие системы.

Рубиновый излучатель. Если сечение рубинового стержня $S = 10^5$ см², длина $l = 10^3$ см и излучение ведется на длине гравитационной волны $\lambda = 7 \cdot 10^3$ Å, то поток гравитационной энергии составит примерно 10^{-55} эрг/сек.

Молекулярные кристаллы. В этом случае можно рассчитывать на поток гравитационного излучения около 10^{-47} эрг/сек. Если

использовать кристаллы, активные примеси в которых располагаются отдельными гнездами с линейными размерами, пропорциональными λ , то гравитационный поток в фокусе с размерами, пропорциональными λ^2 , составит около 10^{-37} эрг/сек.

Ядерные квадрупольные системы. Гравитационный поток от них может быть 10^{-57} эрг/сек.

В общем случае интенсивность когерентного гравитационного излучения образца, содержащего N активных частиц, равна [58]:

$$I = I_0 \frac{\lambda^2 N^2}{4S} \sin^2 \theta \hbar^2 \frac{\hbar \omega}{2kT},$$

где I_0 — интенсивность спонтанного гравитационного излучения; λ и ω — длина и частота гравитационного излучения; θ — угол между направлением излучения и вектором $\mathbf{K}_1 + \mathbf{K}_2$; \mathbf{K}_1 и \mathbf{K}_2 — волновые векторы двух лучей квантовых генераторов, осуществляющих накачку среды; k — постоянная Больцмана; T — абсолютная температура.

Система из N когерентно пульсирующих частиц с частотой ω способна также излучать скалярные гравитационные волны интенсивностью $I = 4G\kappa A^2 \omega^6 / [9c^5 (1 + 6\kappa)]$, где $\kappa \sim 1$; A имеет смысл амплитуды пульсации плотности вещества.

Все рассмотренные источники с когерентными микросистемами частиц обладают, как видим, чрезвычайно малой интенсивностью излучения. Выход из этого трудного положения Копвиллем [60] видит в использовании квантовых макросистем, когерентно связанных между собой. Так, если использовать флюксоиды — нитевидные магнитные образования в сверхпроводнике второго рода, образующие кванты магнитного поля, — в качестве излучающих квантовых макросистем, то интенсивность гравитационного излучения от них достигает 10^{-40} эрг/сек.

Ротоны и вихревые нити в сверхтекучем гелии могут дать еще большую интенсивность излучения, достигающую 10^{-20} эрг/сек. Такой же по порядку величины поток может дать система дислокаций в кристалле, возбуждаемая ультразвуком или электромагнитным полем, а также макроквантовые образования в сегнетоэлектриках и ферромагнитах и, наконец, оптические нити — филаменты, возникающие в жидкостях под действием мощных пикосекундных световых импульсов.

Принцип когерентного излучения гравитационных волн положен в основу различных предлагаемых устройств [65, 66], в которых осуществляется сфазированная вибрация большого числа пластин. Интересная идея развивается в работе [67], в которой предлагается излучать гравитационные волны локальными упругими колебаниями, вызываемые электромагнитной микроволновой радиацией на поверхности пьезокристаллов. Важное предложение содержится в работе [68], в которой предлагается осуществлять

импульсное гравитационное излучение ультравысокочастотными акустическими колебаниями, порождаемыми в полупроводнике под действием лазерной вспышки. Поток мощности гравитационных волн в этом случае может достигать в импульсе около 10^{10} эрг/сек.

Рассмотренные предложения по излучению гравитационных волн с помощью квантовых макроскопических систем заслуживают определенный интерес, так как они указывают обнадеживающие пути для постановки полного гравитационного опыта в лабораторных условиях.

Излучение волн при резонансе электромагнитных и гравитационных волн. До сих пор было рассмотрено излучение гравитационных волн в результате нестационарного состояния вещества. Однако есть еще один механизм излучения, связанный с наличием в волновых уравнениях гравитации (10) тензора энергии — импульса электромагнитного поля $T_{\mu\nu}$. Это означает, что переменное электромагнитное поле в определенных условиях, как и нестационарное состояние вещества, в принципе способно излучать гравитационную радиацию. Действительно [4, 69], при распространении электромагнитных волн (E , H) в поле H_0 возникает переменный в пространстве и времени тензор натяжений, пропорциональный HH_0 . Этот тензор — источник гравитационных волн. Другими словами, в плоской электромагнитной волне, идущей, например, по оси x , $T_{22} = T_{33}$ в силу симметрии свойств E и H полей в вакууме. Если при этом волна поляризована так, что H совпадает с постоянным полем H_0 , направленным по z , то возникают дополнительные компоненты тензора энергии — импульса:

$$T_{33} = -\frac{HH_0}{4\pi} \sin(kx - \omega t); \quad T_{22} = \frac{HH_0}{4\pi} \sin(kx - \omega t).$$

Эти электромагнитные поля служат источником гравитационной радиации той же частоты и того же направления распространения. Амплитуда гравитационной волны должна расти по мере продвижения по оси x в пространстве, занятом постоянным магнитным полем H_0 . Более того, в силу равенства скоростей распространения гравитационных и электромагнитных волн, между ними возможен волновой резонанс [70], который сопровождается перекачкой энергии от одних волн к другим [70, 71]. Впервые эта проблема была рассмотрена М. Е. Герценштейном [70]. В основе анализа им использовалось волновое уравнение для гравитационного потенциала (10), в котором тензор энергии — импульса электромагнитного поля брался в форме

$$\tau_k^i = \frac{1}{4\pi} \left[F^{il} F_{kl} - \frac{1}{4} \delta_k^i (F^{lm} F_{ml}) \right].$$

Здесь F^{lm} — тензор электромагнитного поля.

В общем случае τ_h^i состоит из трех членов: квадрата напряженности постоянного электромагнитного поля, квадрата переменного поля и интерференционного члена, выражающего волновой резонанс. Для чисто резонансного состояния уравнение (10) принимает вид

$$\square \Psi_i^h = -\frac{4G}{c^4} \left[\overset{\circ}{F}{}^{hl} F_{il} - \frac{1}{4} \delta_i^h (\overset{\circ}{F}{}^{lm} F_{lm}) \right], \quad (23)$$

где $\overset{\circ}{F}{}^{ih}$ — тензор внешнего поля «подмагничивания», в котором распространяется электромагнитная волна. Если считать, что таким подмагничивающим полем является постоянное магнитное поле $\overset{\circ}{F}$ и волна распространяется в направлении оси x , то отношение амплитуды гравитационной волны a к амплитуде электромагнитной волны b в резонансе будет [70]

$$|a/b|^2 = \frac{G}{\pi c^2} \overset{\circ}{F}{}^2 T^2,$$

где T — время распространения электромагнитной волны в постоянном магнитном поле $\overset{\circ}{F}$. Если поля $\overset{\circ}{F}$ турбулентны и случайны, как это имеет место для межзвездных полей, и имеют радиус корреляции R_0 , на котором магнитное поле $\overset{\circ}{F}$ можно считать постоянным, то в этом случае

$$|a/b|^2 = \frac{G}{\pi c^3} \overset{\circ}{F}{}^2 R_0 T.$$

Длина, на которой энергия электромагнитной волны наполовину перекачивается в энергию гравитационной волны [4], $L = c^4/(\lambda G H_0^2)$, где λ — длина электромагнитной волны. Так, для межзвездных полей можно принять $\overset{\circ}{F} \sim 10^{-5}$ эрст, $R_0 \approx 10$ свет. лет и $T = 10^7$ лет. Тогда из последнего выражения следует $|a/b|^2 \approx 10^{-17}$.

Рассмотренный процесс обратим, т. е. гравитационные волны способны генерировать волны электромагнитной природы [72—74]. Физическая сущность этого процесса заключается в том, что гравитационное поле оказывает воздействие на электромагнитное изменением диэлектрической и магнитной проницаемостей вакуума: $\varepsilon = \mu = (-g)^{-1/2}$. [2]. В частности, гравитационная волна с частотой ν меняет ε по закону $\varepsilon = \varepsilon_0 + \varepsilon_1 \cdot \cos(Kr - \nu t)$, где $\varepsilon_1 \ll \varepsilon_0$. При распространении гравитационной волны в поле H_0 происходит растяжение и сжатие поля за счет изменения пространственно-временной метрики, сопровождающиеся появлением переменного магнитного поля $h(x, t) H_0$, где h характеризует изменение метрики в гравитационной волне. Поле является в этом случае источником электромагнитных волн. Данный процесс рассматривался во многих работах (см., например, [20, 71, 72, 76—79]). В частности,

в работах [72, 78] было обращено особое внимание на важность роли когерентности в подобных процессах.

Так, если оценить коэффициент взаимной энерготрансформации электромагнитных и гравитационных волн при выполнении условий синхронизации и поляризационных состояний во всем объеме взаимодействия, то значение коэффициента, как показано в работе [78], получается в 10^{10} и более раз выше коэффициента трансформации без учета условий синхронизации [77]. Отмечается отрицательное влияние среды на процесс взаимного превращения волн именно в силу нарушения когерентности (электромагнитные волны в среде идут с меньшей скоростью, чем гравитационные).

В работе Я. Б. Зельдовича [71] дан единый подход ко взаимному превращению гравитационных (ГВ) и электромагнитных (ЭВМ) волн в рамках полного их энергетического превращения. Им показано, что в идеальном случае когерентности превращения $ГВ \rightleftharpoons ЭВМ$ носят колебательный характер и полный цикл превращения $ЭВМ \rightarrow ГВ \rightarrow ЭВМ$ происходит на длине $x_0 \approx c^2/(H_0\sqrt{G}) \approx \approx 10^{24}/H_0$, где x_0 — в сантиметрах, H_0 — в гауссах. В реальном случае когерентность нарушается атомами, электронами и нейтронами, находящимися в пространстве, в котором происходит превращение волн. Но и в вакууме в силу нелинейности электродинамики (особенно при коротких волнах) когерентность также ограничена. Если исходить из условия «чистой» когерентности, то доля ЭВМ, превращающейся в ГВ в поле H_0 на пути x_0 [71, 80], $\alpha = GH_0^2 R^2/c^4$.

Так, для пульсаров можно принять $H_0 = 10^{13}$ эрст, $R = 10^6$ см и получить $\alpha \approx 10^{-11}$. Для лабораторных масштабов соответственно имеем $H_0 = 10^5$ эрст, $R = 10^3$ см и $\alpha \approx 10^{-33}$. Аналогичная величина α получена и в работе [78] для случая использования гигантского светового импульса от лазера.

Несколько в ином плане была рассмотрена проблема излучения гравитационных волн стоячими электромагнитными волнами в резонаторах [54]. Основой для этого анализа по-прежнему служило уравнение (1). Для расстояний $R > l$, где l — характерные размеры источника, решение уравнения (23) выражается в виде интеграла

$$\Psi_{ik} = -\frac{4G}{c^4 R} \int \tau_{ik} dv.$$

Плотность потока гравитационной волны в волновой зоне (при $R \gg \lambda$), определяемом по псевдотензору энергии — импульса, квадратично зависит от $\dot{\Psi}_{\alpha\beta}$ и, следовательно, растет с увеличением частоты ω осцилляции электромагнитного поля. Это увеличение будет продолжаться до тех пор, пока $\lambda \approx c/\omega \approx l$ и плотность потока гравитационной энергии в волновой зоне достигнет величины $G\varepsilon^2\lambda^4/c^3R^2$, где ε — средняя плотность энергии в излучающей

системе. При дальнейшем повышении частоты ω будет нарушаться условие когерентности излучения.

Тензор энергии — импульса электромагнитного поля $T_{\mu\nu}$ квадратично выражается через E и H , поэтому стоячая электромагнитная волна частоты ω излучает гравитационные волны удвоенной частоты. Если имеются две стоячие волны, характеризующиеся ω_1 и ω_2 , то кроме излучения на частотах $2\omega_1$ и $2\omega_2$ будут излучаться также гравитационные волны на боковых частотах $\omega_1 - \omega_2$ и $\omega_1 + \omega_2$. Волна частоты ω в присутствии внешнего постоянного поля способна излучать, как отмечалось выше, гравитационные волны на той же частоте ω . В принципе переменное электромагнитное поле в резонаторе вызывает также квадрупольные колебания его стенок и упругие натяжения в них, что может вносить вклад в гравитационное излучение. Однако этот вклад существенно мал по сравнению с вкладом непосредственно от электромагнитного поля.

В случае сферического резонатора усредненная по периоду плотность потока гравитационной энергии, попадающего в элементарный телесный угол $d\Omega$, равна

$$\frac{dI}{R^2 d\Omega} = \frac{G}{c^3 R^2} \mathcal{E}^2 r_0^2 \lambda^2 \sin^4 \theta,$$

где θ — угол, отсчитываемый от полярной оси, совпадающей с направлением поля в резонаторе; λ — длина гравитационной волны; r_0 — радиус сферического резонатора; \mathcal{E} — плотность электромагнитной энергии в резонаторе. Из приведенной формулы видно, что гравитационное излучение отсутствует в направлении полюсов. Если принять, например, $\mathcal{E} = 10^{10}$ эрг/см³ и $\lambda = r_0 = R = 10^3$ см, то в экваториальной плоскости мощность излучения составит около 10^{-7} эрг/сек.

Пусть теперь в резонаторе наряду с электромагнитной волной имеется и постоянное однородное магнитное поле. В таком случае плотность потока излучения будет $G\mathcal{E}\mathcal{E}_n r_0^4 / (c^3 R^2)$, где \mathcal{E}_n — плотность энергии постоянного магнитного поля. Для прямоугольного электромагнитного резонатора с характерными размерами l_1 , l_2 и l_3 плотность потока энергии в гравитационной волне, распространяющейся от резонатора в направлении оси x (x берется вдоль длины l_1 резонатора), составит

$$\frac{dI}{R^2 d\Omega} = \frac{G}{c^3 R^2} \mathcal{E}^2 \left(\frac{l_2}{\lambda}\right)^2 \left(\frac{l_3}{\lambda}\right)^2 \lambda^4.$$

Поток можно увеличить использованием серии N одинаковых резонаторов, расположенных друг за другом так, что в них выполняются условия для когерентного излучения, т. е. колебания электромагнитного поля в соседних резонаторах должны обладать сдвигом фазы на $\pi/2$. В точке наблюдения амплитуды гравитационного излучения будут складываться.

тационных волн складываются, и результирующая будет пропорциональна N , а плотность потока энергии пропорциональна N^2 . Для примера рассмотрим резонатор с размерами $l_1 = 1$ см, $l_2 = l_3 = 10^3$ см, $\lambda = 4$ см и $\mathcal{E} = 10^{10}$ эрг/см³. Тогда на верхнем пределе при $R = 10^3$ см плотность потока энергии в гравитационной волне составит 10^{-13} эрг/(см²·сек). Если взять 10^3 таких резонаторов и обеспечить в них условия когерентного излучения, то поток в фокальном пятне площадью около 1 см² может достигнуть 10^{-7} эрг/(см²·сек).

В качестве излучателя гравитационных волн может служить также волновой электромагнитный пакет, движущийся в тороидальном замкнутом волноводе [81]. Расчетная мощность излучения

$$W \approx \frac{c^2 \mathcal{E}^2 G}{c^5 R^{4/3} (ct)^{2/3}},$$

где \mathcal{E} — полная энергия волнового электромагнитного пакета; R — радиус тора; ct — ширина пакета. Для $R = 10^2$ см и $ct = 10$ см $W \approx 10^{-4} \mathcal{E}^2$ эрг/сек.

Фотон-гравитационные превращения. Естественным следствием взаимодействия гравитационных и электромагнитных полей, рассмотренного в предыдущем разделе, является процесс превращения фотонов в гравитоны во внешних электромагнитных и гравитационных полях. Детальный анализ гравитон-фотонного и фотон-гравитонного превращения выполнен в работах [20, 82—84]. Дифференциальное сечение этого процесса [20] в поле заряда частицы

$$d\sigma = \frac{GQ^2}{2c^4} (1 + \cos^2 \theta) \operatorname{ctg}^2 (\theta/2) d\Omega,$$

где Q — заряд, в поле которого происходит превращение фотона в гравитон; θ — угол между направлениями распространения фотона и гравитона. Процесс превращения фотона в гравитон во внешнем магнитном или электрическом поле [83, 85] характеризуется полным сечением $\sigma = 64\pi G R W / c^4$, где R — длина пролета фотона в поле; W — полная энергия поля в объеме V . Для $H \approx 10^4$ эрст и $V = 1$ м³ имеем $\sigma \approx 10^{-36}$ см². Аналогичный результат получен в работе [86].

Если пропускать фотоны перпендикулярно направлению электрического поля в плоском конденсаторе [20], то максимальное дифференциальное сечение превращения фотонов в гравитоны

$$d\sigma = \frac{2\kappa E^2 \hbar^2 d^2}{(2\pi)^2 c^2 q^2} \sin^2 (bq/2\hbar) \sin^2 (cq/2\hbar) d\Omega. \quad (24)$$

Наиболее благоприятное рождение гравитонов будет происходить в плоскости пластин конденсатора под углом $\theta = \pi/2$ к направлению движения фотонов. В формуле (24) приняты следующие обозначения: $\kappa = 8\pi G/c^2$ — гравитационная постоянная

Эйнштейна; a, b, c — размеры конденсатора; q — импульс фотона. Из (24) можно установить, что для получения сечения $\sim 10^{-30} \text{ см}^2$ напряженность поля в конденсаторе $E = 10^{10}/a\lambda$, где a — длина пути движения фотонов в электрическом поле конденсатора; λ — их длина волны.

В случае распространения фотонов в магнитном поле сечение их превращения в гравитоны

$$d\sigma = \frac{\kappa B^2 \hbar^2 z^2}{(2\pi)^2 c^2 q^2} \sin^2(aq/2\hbar) \sin^2(bq/2\hbar) d\Omega.$$

Это соотношение выведено для случая, когда магнитное поле направлено по оси x , фотоны распространяются в направлении оси z , а гравитоны движутся по y . Здесь B — напряженность магнитного поля. Для получения сечения 10^{-30} см^2 напряженность магнитного поля $H = 10^{10}/z\lambda$. Если взять протяженность магнитного поля $z \approx 10^{10} \text{ см}$ и длину волны фотонов $\sim 10^5 \text{ см}$, то указанное сечение может быть достигнуто при $H = 10^{-5} \text{ эрст}$. Такие масштабы полей и расстояний весьма характерны для астрофизики. Внутри звезд также существуют сильные магнитные поля, в которых движутся фотоны и γ -кванты, и они могут порождать гравитационное излучение. Саббата и др. [82] произвели оценку «перекачки» энергии в пучке лазера мощностью 10^3 вт в магнитном поле индукцией 10^5 гс на пути луча 10^4 см и получили $|a/b|^2 \approx 10^{-25}$. Значение потока гравитонов с энергией 1 эв в этом случае должно составлять примерно $10^{-3} \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$.

В работах [82, 87—89] рассмотрена возможность рождения и поглощения гравитонов фотонами в гравитационном поле Земли. Вычисления показывают [82, 88], что превращение фотонов с энергией 1 эв идет с сечением $\sim 10^{-37} \text{ см}^2$. Поток гравитонов, который можно получить в таком процессе, $N \approx \sigma n_0/V$, где n_0 — поток фотонов; V — объем Земли. Если принять $n_0 = 10^{28} \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$ (луч лазера), то $N \sim 10^{-36} \text{ гравитон}/(\text{см}^2 \cdot \text{сек})$.

Поток гравитонов, рождающихся в фотон-фотонных взаимодействиях в поле Земли, может достигать величины $N = R n_0^2/cV$, где $R \approx 10^{-43} \text{ см}^5$. При $n_0 = 10^{28} \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$ $N = 10^{-24} \text{ см}^{-3} \cdot \text{сек}^{-1}$. Эти вычисления демонстрируют, к сожалению, исключительную трудность генерирования гравитонов измеримой интенсивности с помощью фотонных потоков. И только в сильных гравитационных полях эффект может стать заметным. Так, в полях квазаров можно ожидать выхода гравитонов за счет электромагнитного излучения около 10^{28} эрг/сек .

Процесс фотообразования гравитонов является, как уже указывалось, обратимым. Поэтому если в космосе существуют потоки гравитационных волн, то в области магнитных полей они должны превращаться в фотоны той же длины волны.

Излучение релятивистских частиц. Заряженная частица, двигаясь в магнитном или электрическом поле, способна излучать гравитационные волны за счет двух источников: тензора массы самой частицы и тензора электромагнитного натяжения поля частицы. По существу излучение гравитонов за счет электромагнитной части заряда аналогично синхротронному электромагнитному излучению. В рамках слабого поля гравитации можно найти [80], что частица массы m и единичного элементарного электрического заряда e , двигаясь в магнитном поле с энергией \mathcal{E} , излучает гравитационные волны интенсивностью

$$-\frac{d\mathcal{E}}{dt} = \frac{39}{8} \cdot \frac{GM^2c}{a^2} \cdot \frac{\mathcal{E}}{\mathcal{E}_0},$$

где $\mathcal{E}_0 = Mc^2$ — собственная энергия частицы, a — радиус кривизны орбиты частицы. В ультрарелятивистском случае частица излучает гравитационные волны в основном вперед, и в волновой зоне они поперечны [80, 90—92].

Отметим здесь для сравнения отношение синхротронного гравитационного и электромагнитного излучений [20, 93]:

$$\left(\frac{d\mathcal{E}}{dt}\right)_{\text{гр}} / \left(\frac{d\mathcal{E}}{dt}\right)_{\text{эл}} = \frac{13}{4} \cdot \frac{GM^2}{e^2}.$$

Для излучения электроном приведенное соотношение дает значение 10^{-43} .

Обратный эффект рассмотренному процессу — влияние гравитационного поля, в частности гравитационной волны, на электромагнитное излучение релятивистских зарядов. Эти эффекты в рамках слабого гравитационного поля рассмотрены в работах [94—105]. Так, анализ показывает [94, 95], что если гравитационная волна распространяется вдоль оси x , а релятивистский заряд движется в плоскости ускорителя yz по окружности радиуса R_0 , то синхротронное электромагнитное излучение такого заряда dI отличается от излучения его в «вакууме» dI_0 (в отсутствии гравитационной волны) в отношении

$$dI/dI_0 = -\frac{1}{6} \left(\frac{R}{R_0}\right)^2 \left(\frac{\mathcal{E}}{mc^2}\right)^4 h \sin \nu(t-x/c),$$

где \mathcal{E} — кинетическая энергия частицы; h — отклонение метрики в гравитационной волне от метрики плоского мира; ν — частота гравитационной волны; R — расстояние от центра орбиты до точки наблюдения синхротронного излучения. Последнее соотношение справедливо для расстояний, определяемых выражением $R_0\sqrt{1-\beta}/h$, где β — скорость частиц.

При энергиях электронов около 500 Мэв $R/R_0 \approx 100$ и $h \sim 10^{-18}$, что соответствует амплитуде гравитационной волны на Земле от двойной звезды с периодом обращения около 2 ч; dI/dI_0 изменяется за период волны на 0,15% [94].

Интересная задача рассмотрена в работе [96] по взаимодействию плоской гравитационной волны с пучком релятивистских частиц, которые движутся с одинаковым ускорением вдоль или поперек распространения гравитационной волны. Очевидно, что в силу пространственной анизотропии гравитационной волны эти потоки зарядов будут по-разному взаимодействовать с гравитационной волной и обладать различной интенсивностью излучения. Это явление можно положить в основу разработки различных детекторов гравитационной радиации.

Уравнение Максвелла в гравитационном поле для тензора электромагнитного поля F_{mn} имеет вид [96, 97]:

$$\frac{\partial}{\partial x^k} (\sqrt{-g} g^{im} g^{kn} F_{mn}) = \frac{4\pi}{c} j_l g^{il} \sqrt{-g}.$$

Решение этого уравнения показывает, что заряды, движущиеся релятивистски в направлении распространения гравитационной волны, не «ощущают» этой волны и излучают электромагнитные волны одинаково как в присутствии, так и в отсутствии волны. Однако заряды, которые движутся ортогонально направлению распространения гравитационной волны, имеют дополнительное электромагнитное излучение. В релятивистском случае излучение за счет h_{ik} по своей интенсивности может достигать значений, соизмеримых с электромагнитным излучением заряда при его ускоренном движении.

Для детектирования гравитационной волны, идущей на Землю от двойных звезд, автор [96] предлагает использовать два ускорителя частиц, ориентированных таким образом, что один из них направлен вдоль распространения гравитационной волны, второй — перпендикулярно. Измеряя разность синхротронного излучения частиц в этих ускорителях, можно будет сделать определенное заключение о наличии или отсутствии в пространстве гравитационной волны.

В последние годы появилось несколько работ (см., например, [106]), посвященных рассмотрению вопроса излучения гравитационных волн тахионами. Однако не будем здесь останавливаться на этих работах в силу большой проблематичности самого факта существования в природе столь экзотических частиц, как тахионы.

В работах [20, 41, 87, 107—109] рассмотрены эффекты, связанные с появлением гравитонов при аннигиляционных процессах. Так, при аннигиляции электрон-позитронной пары должна рождаться пара гравитонов [20, 87] с сечением

$$d\sigma_0 = \frac{m^2 k^4}{(64\pi)^2} \beta d\Omega \text{ — нерелятивистский случай;}$$

$$d\sigma_\infty = \frac{P_0^2 k^4}{2(64\pi)^2} (3 \sin^2 2\theta + 2 \sin^4 \theta) d\Omega \text{ — ультрарелятивистский случай.}$$

Здесь β — относительная скорость движения части аннигилирую-

щей пары; m — масса электрона; $k = \sqrt{2\kappa}$; P_0 — энергия частиц в с.ц.и. Несколько отличные сечения для данного процесса были получены в работах [41, 107].

В случае, если продуктами аннигиляции электрона и позитрона являются гравитон и фотон [20], то сечение

$$d\sigma_0 = \frac{e^2 k^2}{16 (4\pi)^2} \sin^2 \theta (P^3/P_0^3) \times$$

$\times (1 + 2 \sin^2 \theta) d\Omega$ — нерелятивистский случай;

$$d\sigma_\infty = \frac{e^2 k^2}{(16\pi)^2} (1 + \cos^2 \theta) d\Omega$$
 — ультрарелятивистский случай.

Здесь e — заряд электрона; P — импульс частиц.

Наконец, обменный комптон-эффект, при котором заряженная частица поглощает фотон и испускает свободный гравитон [20], идет с сечением $\sigma \sim e^2 k^2 (E/k_1)^2$, где E — энергия фотона; k_1 — его волновой вектор.

Несколько иное выражение для того же процесса дается в работе [107]. Так для низкоэнергетического процесса

$$d\sigma = Ge^2 \operatorname{ctg} \theta/2 (\cos^4 \theta/2 + \sin^4 \theta/2) d\Omega.$$

Приведем здесь также формулу для сечения комптоновского рассеяния низкоэнергетического гравитона с $\omega \ll m$ на электроны и скалярной частице [87] (сечения равны):

$$d\sigma = G^2 m^2 (\operatorname{ctg}^4 \theta/2 + \sin^4 \theta/2) d\Omega,$$

где θ — угол рассеяния гравитона.

6. ПРИЕМ ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН

Взаимодействие гравитационных волн с веществом. Результатом такого взаимодействия может быть превращение энергии гравитационных волн в другие виды энергии или воздействие на другие виды движения. Один из удобных способов приема гравитационных волн заключается в регистрации движения пробных частиц в поле гравитационной волны. Рассмотрим этот метод более подробно. При отсутствии гравитационного поля и иных внешних полей пробные частицы движутся инерциально (см., например, работу [2]), т. е. $du^i = 0$, где $u^i = dx^i/ds$ — 4-скорость.

При наличии гравитационного поля это уравнение обобщается и принимает вид

$$Du^i = du^i + \Gamma_{kl}^i du^k dx^l,$$

где Du^i — ковариантный дифференциал. Из этого уравнения следует, что свободное движение частиц в гравитационном поле

происходит по геодезическим:

$$\frac{d^2x^i}{ds^2} + \Gamma_{kl}^i \frac{dx^k}{ds} \frac{dx^l}{ds} = 0,$$

где s — длина дуги вдоль геодезической; $ds^2 = g_{ik} \cdot dx^i dx^k$. Величины Γ_{kl}^i — символы Кристоффеля, которые характеризуют напряженность гравитационного поля; g_{ik} — его потенциал. Нахождение теперь траекторий движения пробного тела в поле гравитационного излучения сводится к решению уравнений геодезических линий. Подробное решение этого вопроса рассмотрено, например, в работе [110]. Здесь дадим несколько сокращенный вариант такого рассмотрения.

Пусть по геодезическим линиям $x^\alpha(s)$ движется совокупность пробных частиц. Будем рассматривать одно параметрическое семейство таких кривых $x^\alpha(s, v)$, где изменение параметра v соответствует переходу от одной геодезической к другой. Для характеристики движения частиц обычно используются два вектора [14]:

$$u^\alpha(s, v) = \partial x^\alpha / \partial s; \quad \eta^\alpha(s, v) = \partial x^\alpha \, dv / \partial v.$$

Первый есть касательный вектор к геодезической, а второй — ортогональный ему бесконечно малый вектор смещения одной частицы относительно другой. Величина $D^2\eta^\alpha/ds^2$ — геодезическое отклонение (девиация), и она определяет меру относительного ускорения двух бесконечно близких частиц при их движении вдоль соседних геодезических. В теории тяготения уравнение девиации геодезических [20] имеет вид

$$D^2\eta^\nu/ds^2 + R_{\beta\gamma\delta}^\alpha u^\beta u^\delta \eta^\gamma = 0. \quad (25)$$

Из этого уравнения следует, что относительное ускорение двух близких частиц полностью определяется компонентами тензора кривизны поля тяготения, т. е. тензором Римана. Следовательно, гравитационная волна, возмущающая тензор Римана, изменяет тем самым и относительное ускорение двух близких частиц. Наблюдение за этим ускорением и дает информацию о прохождении гравитационной волны. Если, например, две частицы связаны между собой упругим элементом, скажем пружиной, то гравитационная волна приведет в колебание этот элемент. При совпадении частоты гравитационной волны с одной из гармоник собственных частот колебаний упругого элемента в системе возникнет резонанс колебаний, который позволит накапливать амплитуду колебаний за многие периоды гравитационной волны и таким образом регистрировать очень слабые волны. Аналогично гравитационная волна может вызвать упругие колебания в пьезокристалле и создать в нем за счет деформации измеримую величину электродвижущей силы [52]. Уравнение (25) не учитывает упругого элемента (взаимодействия пробных частиц) в системе. Для его учета в правую

часть уравнения необходимо ввести силу взаимодействия F^μ [52], т. е.

$$\frac{\partial^2 \eta^\mu}{\partial s^2} + R_{\alpha\beta\gamma}^\mu u^\alpha u^\beta \eta^\gamma = \frac{1}{c^2} \frac{\delta}{\delta v} \cdot \frac{F^\mu}{m} dv. \quad (26)$$

Рассмотрим теперь два случая, когда плоская гравитационная волна падает на систему не взаимодействующих между собой частиц и систему взаимодействующих частиц. В первом случае, решая уравнение (26) без правой части и учитывая h_{ik} , находим (см., например, работу [4]):

$$ds^2 = dx^1{}^2 + (1 + h_{22}) dx^2{}^2 + (1 - h_{22}) dx^3{}^2 + 2h_{23} dx^2 dx^3.$$

Отсюда следует, что расстояние между двумя частицами вдоль распространения волны остается неизменным во времени. Однако частицы, расположенные в плоскости перпендикулярной к направлению распространения волны, испытывают наибольшее относительное ускорение. Если записать уравнение движения частиц в этой плоскости, считая одну из частиц за начало полярной системы координат ($x^1 = r \sin \theta$; $x^2 = r \cos \theta$), то получим

$$s = r (1 + h_{22} \cos 2\theta + 0,5h_{23} \sin 2\theta).$$

Это соотношение еще раз указывает на поперечность гравитационных волн. Компоненты h_{22} , h_{33} , h_{23} определяют два состояния поляризации гравитационной волны, отличающихся поворотом компонент натяжений в гравитационной волне на угол 45° . (подробно о процессах поляризации гравитационных волн см. в работах [33, 36, 111, 112]). Эти два состояния поляризации условно показаны на рис. 1. В случае скалярной гравитационной волны существует лишь один вид линейной поляризации, при которой пробные частицы в волне испытывают лишь симметричные радиальные ускорения (см. рис. 1). Рассмотренная картина воздействия гравитационной волны на пробные частицы и определяет принципиально возможные способы приема таких волн измерением ускорения или расстояния между ними. На рис. 2 иллюстрируется в качестве примера система [36] излучатель (двойная звезда) — приемник (квадрупольная антенна).

Обсудим теперь второй вариант воздействия гравитационной волны на пробные частицы, когда последние соединены между собой упругим элементом [33, 52, 113]. Для случая двух точечных масс гармонического осциллятора и плоской волны уравнение (26) можно преобразовать к следующему виду [33, 52]:

$$\frac{d^2 \xi^\mu}{dt^2} + \frac{D_\alpha^\mu}{m} \cdot \frac{d \xi^\alpha}{dt} + \frac{k_\alpha^\mu \xi^\alpha}{m} = -c^2 R_{0\alpha 0}^\mu r^\alpha, \quad (27)$$

где ξ^μ характеризует относительное смещение пробных частиц под действием волны; тензоры k_α^μ и D_α^μ описывают соответственно

упругие свойства «пружины» и затухания в ней; r^α — расстояние между частицами. Компоненты тензора Римана для плоской грави-

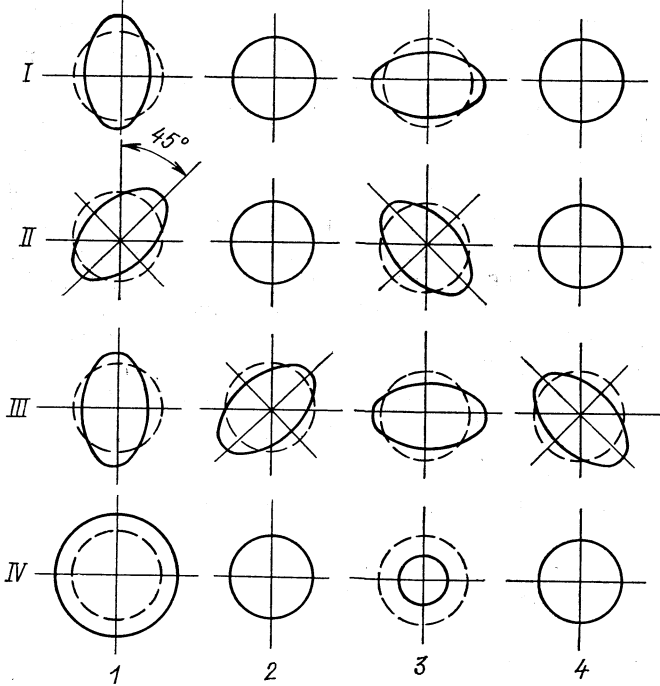


Рис. 1. Смещение пробных частиц в поле плоской гравитационной волны, падающей перпендикулярно плоскости их расположения.

Пунктирные окружности означают положение частиц до прихода волны; 1, 2, 3, 4 — последовательность положений частиц, разделенных по фазе на 90° ; I — волна тензорного типа одного линейного состояния поляризации; II — другого независимого состояния поляризации; III — круговой поляризации; IV — волна скалярного типа.

тационной волны, распространяющейся в направлении оси z , можно выразить через возмущение метрического тензора h_{ik} в следующем виде [40]:

$$R_{x_0x_0} = -R_{y_0y_0} = -0,5\ddot{h}_+(t - z/c);$$

$$R_{x_0y_0} = R_{y_0x_0} = 0,5\ddot{h}_\times(t - z/c);$$

все остальные компоненты равны нулю. Здесь h_+ и h_\times — безразмерные функции, представляющие мгновенную амплитуду волны в двух взаимно ортогональных состояниях поляризации. Отметим

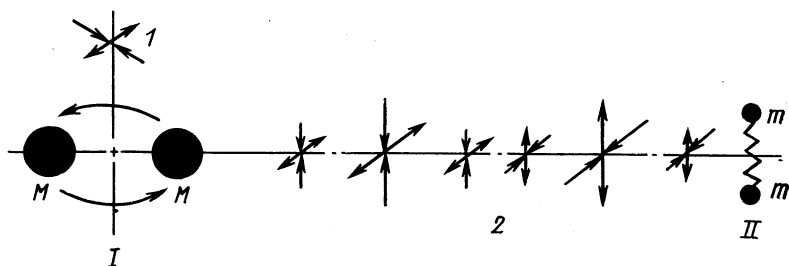


Рис. 2. Система излучатель — приемник гравитационных волн: I — излучатель — двойная звезда с массой M ; II — приемник — квадрупольная антенна с массой m ; 1 — круговая; 2 — линейная поляризации волн.

здесь [40, 52, 114], что относительная сила, возникающая между двумя пробными частицами в поле гравитационной волны и раскачивающая эти массы, равна $f_j = - \sum_k mc^2 R_{j0k0} x^k$, где x^k — компонента вектора длины между массами квадруполья, образованного из пробных частиц; m — полная его масса. Если положить,

что тензоры k_α^μ и D_α^μ имеют по одной компоненте: $k_1^\mu = k$ и $D_1^\mu = D$, то для синусоидальной гравитационной волны частоты ω из (27) следует [52], что смещение ξ^μ достигает максимума при резонансе, когда $-\omega^2 t + k = 0$.

Детекторы квадрупольно-массового типа. Наипростейшим типом такого приемника гравитационного излучения является система из двух свободных масс, предложенная и рассмотренная Вебером [115] и подробно проанализированная в работах [52, 78, 115, 116]. Если массы в детекторе расположить в плоскости, перпендикулярной к направлению распространения гравитационной волны, то на эти массы со стороны волны будет действовать разность сил [115], равная $F = mc^2 l_0 R_{i0j0}$, где R_{i0j0} — переменная компонента тензора Римана, связанная с излучением. Этой силе соответствует поток энергии в гравитационной волне $t^{01} = c^3 F^2 / 8\pi G l_0^2 m^2 \omega_0^2$, где m — масса системы; l_0 — невозмущенное расстояние между ее составляющими массами; ω_0 — частота гравитационной волны. Сила приводит к изменению расстояния между массами по закону $l = l_0 + hl_0$, где h — амплитуда гравитационной волны. Отсюда следует, что относительное смещение масс $\Delta l/l = h(t)$. Если направление между массами не ортогонально волновому вектору гравитационной волны, то смещение Δl следует домножить на фактор $\sin^2\theta$. Величину Δl можно измерять оптически, электрическим или радиолокационным способом. Под

действием гравитационной волны тела в бинарной системе будут испытывать также изменение относительной скорости [78] на величину

$$\Delta v = l_0 \sqrt{8\pi G t^{04}/c^3}.$$

Такую вариацию скорости можно измерить, например, по эффекту Доплера. В качестве свободных тел, способных служить антенной, можно принять две гелиоцентрические станции, два спутника, спутник — Земля, Земля — Луна и т. п. При потоке гравитационной энергии $10^{-2} - 10^{-4}$ эрг/(см²·сек) Δv составляет около $2,5 \cdot 10^{-11}$ см/сек. В масштабах космического пространства такие величины измерять пока трудно, однако в лабораторных условиях данная величина измеряется сравнительно легко.

Следующей модификацией данного типа детектора является система из двух тел, связанных упругим элементом, например пружиной, магнитным полем и т. п. Такая, почти свободная система масс допускает резонансный прием гравитационных волн, что может существенно увеличивать чувствительность приема. Амплитуда смещения в резонансе может достигать $\xi = 0,5 Q l_0 h$. Максимальная мощность, передаваемая антенне от гравитационной волны [52, 115], будет

$$P_{\text{макс}} = m^2 c^4 (R_{0\alpha 0}^{\mu} l^{\alpha})^2 / 8 D_{in},$$

где l^{α} — расстояние между массами; D_{in} — энергия уходящая на внутреннюю диссипацию в пружине. Максимальная амплитуда колебаний достигается при выполнении условия $l = \lambda/2$ [117], где λ — акустическая длина волны в пружине. Если в системе нет затуханий, то сечение поглощения гравитационной волны антенной в резонансе составляет $\lambda^2/4\pi$ [33]. Однако любая система обладает затуханием, характеризуемым добротностью Q . Поэтому сечение поглощения [33, 52]

$$\sigma = 15\pi G m r^2 Q \beta^2 / (8\omega c),$$

где $m r^2$ — квадрупольный момент антенны; β — волновой вектор гравитационной волны: $\beta = 2\pi/\lambda$; ω — частота гравитационной волны. Поглощаемая мощность $P = \sigma t^{01}$. Реальное значение Q обычно составляет 10^6 , поэтому чувствительность рассматриваемых антенн характеризуется значением $2 \cdot 10^5$ эрг/(см²·сек) [116], что позволяет измерять вариацию расстояния $\Delta l_0 = 2 \cdot 10^{-23}$ см. Однако для столь чувствительного приема шумы негравитационного типа в антенне должны быть «подавлены» до уровня $F_{\text{мех}} = 2 \cdot 10^{-14}$ дин.

В работах [118, 119] предложена конструкция детекторов низкочастотного гравитационного излучения, массы в которых подвешены в сверхпроводящих камерах с помощью магнитного

поля. Такие детекторы в идеальных условиях (без теплового шума и внешних помех) способны измерять гравитационное излучение низкой и средней частоты с потоком энергии 10^{-20} эрг/(см²·сек).

В. В. Брагинский, В. Н. Руденко [120] предложили квадрупольно-механический резонансный детектор из двух маятников, подвешенных к общему основанию в вакуумной камере на тонких кварцевых лентах. Детектор рассчитан на прием гравитационных волн на частотах в несколько герц. Детектор обладает высокой добротностью $Q = 10^9$, что делает его чувствительным к гравитационному потоку на уровне $3 \cdot 10^{-4}$ эрг/(см²·сек) (при времени синхронного выделения сигнала в течение суток).

В. Н. Мироновский [121] рассмотрел возможность измерения гравитационных волн с помощью крутильного маятника, подвешенного в вакууме на длинной тонкой кварцевой нити. Величина отклонения концов маятника от положения равновесия под действием гравитационного излучения составляет $\delta = l \sqrt{Gtt^{01}/c^3}$, где l — плечо маятника; t — продолжительность наблюдения. В таком детекторе отклонение δ можно измерять на уровне 10^{-15} см. Предложены также антенны гантельного типа [122], связующим элементом у которых служит тонкий упругий стержень. В работах [123, 124] рассмотрена почти свободная антенна в виде квадратного «бублика». Эти типы антенн, по заключению авторов [122—124], могут обладать очень высокой чувствительностью.

В работах [125, 126] рассмотрен простой, не очень чувствительный низкочастотный квадрупольный детектор, представляющий собой одну [125] или две [126] гантели, вращающиеся относительно общего центра тяжести. Если плоскость вращения гантели ортогональна направлению распространения гравитационной волны, то на гантель со стороны волны действует вращающий момент [125]

$$M = 4m\omega R^2 \sqrt{8\omega Gt^{01}/c^3} \sin 2\varphi \cdot \sin \omega t,$$

где R — «плечо гантели»; ω — частота гравитационного излучения; φ — угол между прямой, соединяющей массы гантелей, и одним из направлений поляризации волны. Под действием гравитационной волны гантель будет испытывать крутильные колебания или биения, если она вращается. Чувствительность такого детектора составляет около 1 эрг/(см²·сек). В случае двух гантелей [126], расположенных ортогонально друг другу и вращающихся с частотой $\omega/2$, линейная величина относительного биения может достигать около 10^{-12} см при потоке гравитационной энергии 10^{-6} эрг/(см²·сек). Аналогичную антенну предложил также А. Д. Сахаров (цитируется по работе [6]). В его варианте гантель не вращается, но в резонансе с гравитационной волной гантели извне вынужденно возбуждают продольные колебания. В момент растяжения гантели гравитационная волна закручивает ее в одну

сторону, а при сжатии — в другую, т. е. гантель под действием волны испытывает угловые ускорения.

Гравитационный детектор из двух заряженных пробных тел рассмотрен Г. А. Лупановым [86]. Он представляет собой заряженный плоский электрический конденсатор, пластины которого под действием гравитационной волны совершают периодические колебания и излучают поперечную электромагнитную волну, которую можно измерить обычной электромагнитной антенной. Мощность гравитационной волны, которая трансформируется детектором в электромагнитную волну:

$$P = 4,9 \cdot 10^{-20} \frac{l^2}{v^2} g t^{01},$$

где v — частота гравитационной волны; l — расстояние между плоскостями конденсатора; g — коэффициент усиления антенны.

Следующий класс детекторов квадрупольного типа представляет собой сплошные бруски или цилиндры. Гравитационное излучение, взаимодействуя со сплошным бруском, вызывает в нем упругие колебания, которые можно преобразовать в электрические сигналы или непосредственно, если веществом детектора является пьезокристалл [52, 115, 127], или с помощью пьезодатчиков, наклеенных на антенну. Детекторы такого типа имеют много разновидностей. Так, детектор пьезокристаллического типа впервые был рассмотрен Вебером [52, 115]. Им показано, что эффективное поперечное сечение такого осциллятора, поглощающего гравитационные волны в полосе $\Delta\nu = \nu_0/Q$, равно $\sigma = 20 [r_g/\lambda] QL^2$, где $r_g = 2Gm/c^2$ — гравитационный радиус осциллятора; λ — резонансная звуковая длина волны осциллятора; L — его линейный размер по продольной оси. Смещение точек относительно центра масс детектора достигает своего максимума при $kL/2 = n\pi/2$, где k — волновой вектор звуковой волны в кристалле; n — нечетные целые числа. Мощность, поглощаемая детектором из гравитационной волны [52]:

$$P = 10^{-25} \omega^{-1} V Q t^{01},$$

где ω — частота гравитационной волны; V — объем бруска (цилиндра), Q — его добротность.

Брагинский и др. [128], Майснер и др. [6] показали, что основная трудность приема гравитационных сигналов рассмотренными детекторами связана с тепловыми шумами, которые присущи твердым телам. Минимальная мощность, которую можно зарегистрировать, например, цилиндрическим детектором, в случае гармонической гравитационной волны известной частоты и фазы будет

$$P_{\text{мин}} = 2kT\theta^2(\alpha, m) M/\tau(m-1),$$

где θ — табличный показатель достоверности результата при выборке m измерений; α — достоверность регистрации; τ — время единичного измерения; M — масса детектора.

Здесь уместно отметить, что Вебер [129] широко использовал в своих экспериментах цилиндрический монодетектор, выполненный из алюминия, длиной 1,5 м, диаметром 60 см и массой 1,5 т. Частота основного вида колебаний детектора составляла 1661 гц. Колебания трансформировались в электрические сигналы с помощью пьезодатчиков, наклеенных на поверхность цилиндра в его средней части. Добротность детектора $Q = 10^5$, а чувствительность при комнатной температуре для приема пикового гравитационного излучения около 10^6 эрг/(см²·сек), что соответствовало сокращению длины цилиндра на торцах 10^{-15} см. Если использовать такую антенну при температуре 4° К, то можно обнаружить потоки мощности гравитационного излучения $10^2 - 10^3$ эрг/(см²·сек). При когерентном приеме волн со временем выделения сигнала 10^7 сек чувствительность детектора может составлять $10^{-3} - 10^{-4}$ эрг/(см²·сек) [52, 130].

Несколько иная конструкция детектора использовалась в экспериментах Брагинского и др. [131, 132]. Моноблок из алюминиевого цилиндра диаметром 20, длиной 64 см и массой 40 кг имел дополнительные консольные стержни — «рога», — которые крепились по концам цилиндра и сходились к его середине. В зазор между «рогами» монтировались выносные емкостные датчики смещения. Добротность детектора $Q = 10^5$, а частота основного вида колебаний 4 кгц. Этот детектор был чувствителен к гравитационному потоку, который вызывал сокращение цилиндра на $2 \cdot 10^{-14}$ см [132]. «Рога» в детекторе Брагинского играют роль передатчика смещения торцов цилиндра на измерительный конденсатор. Для этих же целей Вэлай и Филлер (цит. по работе [40]) предложили использовать резонансный длинный рельс длиной в несколько километров. Такой рельс ведет себя как абсолютно жесткий стержень между резонансными частотами.

Разновидностью идеи Брагинского и др. [131] явились предложения по измерению смещения торцов цилиндрических антенн с помощью пьезодатчика [133], модифицированной электрической емкости [134, 135], индуктивного датчика [136] и сверхпроводящих магнитных катушек [137, 138]. Эти усовершенствования позволяют измерять смещение на уровне 10^{-17} см.

Оригинальный, не прямой метод измерения поперечных колебаний алюминиевого цилиндра под действием гравитационного излучения, был предложен Копвиллемом с сотр. [139]. Сущность идеи заключается в том, что на один из концов цилиндра наклеивается монокристалл ниобата лития и через него пропускается монохроматическое электромагнитное излучение — свет от лазерного источника. Упругие колебания, возникающие в монокристал-

лах под действием гравитационной волны, приводят к рассеянию света. Свет, пройдя кристалл, имеет рэлеевское рассеяние на основной частоте ω_0 и мандельштамм-бриллюэновское рассеяние на боковых частотах $\omega_0 \pm \omega$, где ω — основной вид колебаний детектора. По тонкой структуре рассеяния света можно судить о прохождении гравитационной волны через детектор. Таким способом можно измерять гравитационный поток на уровне 10^{-12} эрг/(см²·сек). Однако в порядке критического замечания следует отметить, что авторы работы [139] в своих расчетах не учитывали обратного возмущающего воздействия светового потока на колебания детектора. Учет этого обстоятельства на несколько порядков ухудшает указанную чувствительность.

В заключение этого раздела укажем также на предложения [88, 140—142] использовать в качестве массивных детекторов Землю и Луну. Эти космические тела обладают квадрупольными моментами и способны резонировать на гравитационные волны с частотой около 10^{-3} гц. Вместе с тем Земля и Луна обладают локальными неоднородностями, в которых также могут поглощаться гравитационные волны [142, 143] и возбуждаться звуковые колебания. Однако, как показывают расчеты [142], сейсмические шумы на Земле и Луне так велики, что на много порядков превышают ожидаемые полезные сигналы от гравитационных волн.

Микро- и макроскопические квантовые системы как детекторы гравитационных волн. В серии работ [57—60, 144—146] выдвинут и проанализирован новый класс детекторов, основанных на когерентном возбуждении под действием гравитационного излучения системы квадрупольных моментов в веществе — атомов, молекул и макроскопических квантовых систем типа флюксоидов в сверхпроводниках, вихревых нитей и ротонов в сверхтекучем гелии и т. п. Причем возможны два режима приема гравитационного излучения. По первому из них [57—60] гравитационная волна, взаимодействуя с массовыми квадрупольными ансамблями частиц, вызывает их прецессию, что обуславливает одновременно и прецессию электрических мультиполей с той же частотой. Этот процесс сопровождается возбуждением среды в сверхизлучательное электромагнитное состояние. Последующая дезактивация вещества должна сопровождаться излучением фотонов, которые можно зарегистрировать с помощью обычной фотоэлектронной техники. Очевидно, что такой детектор должен быть тщательно экранирован от внешнего электромагнитного возмущения.

По второму режиму регистрации гравитационного излучения [57, 58] предлагается сначала перевести среду с квадрупольным моментом в сверхизлучательное состояние за счет электромагнитной накачки и затем запасенную энергию «высвечивать» одновременной подачей на возбужденную систему гравитационного и лазерного излучения. При определенных фазовых соотношениях

и направлениях волновых векторов в гравитационной и электромагнитной волнах возбужденная система будет интенсивно освобождаться от избытка энергии. Такой режим регистрации гравитационных волн, как видим, во многом аналогичен приему слабых гармонических электромагнитных сигналов с помощью квантовых усилителей. Оценки показывают [145, 146], что если осуществить полный лабораторный эксперимент, в котором будет реализован и передатчик, и приемник гравитационных волн рассмотренного типа, работающих в импульсном режиме, то при самых оптимальных предположениях поток фотонов от приемной части составит 10^{-5} сек⁻¹ за время импульса 10^{-7} — 10^{-8} сек.

В. И. Высоцкий и В. И. Воронцов [147] предлагают детектировать гравитационные волны на индуцированных линиях Мёсбаэра.

Рассмотренные предложения представляются весьма интересными с точки зрения выполнения полного лабораторного опыта, однако техническая реализация их чрезвычайно трудна. Достаточно лишь указать, что сечение возбуждения молекулы аммиака гравитационной волной составляет 10^{-60} см² [33]. Такой же порядок величины малости имеет и сечение для возбуждения молекулы водорода [148].

Детекторы на основе гравитационно-электромагнитного резонанса. Выше рассматривали эффект гравитационно-электромагнитного резонанса в плане гравитационного излучения и указали условия для их взаимной энерготрансформации. Этот эффект послужил в последние годы основой для предложения большого класса новых детекторов, предназначенных в первую очередь для приема гравитационного излучения в СВЧ-диапазоне. Так, в работах [149—151] анализируется вариант детектора с использованием интерферометра Майкельсона. Луч света, распространяющийся в двух взаимно ортогональных направлениях в пространстве гравитационной волны испытывает различные фазовые сдвиги. Физическая причина этого явления состоит в том, что гравитационное излучение меняет показатель преломления вакуума в соответствии с формулой $n = 1 + 0,5 h_{\alpha\beta} n^\alpha n^\beta$, где n^α — единичный вектор, направленный вдоль распространения луча света. Относительная разность оптических длин световых лучей, прошедших вдоль и поперек направления распространения гравитационной волны: $\Delta l/l = 0,5 h_{\alpha\beta} n^\alpha n^\beta$, где l — невозмущенная длина «плеча» интерферометра. Следовательно, гравитационная волна должна вызывать периодические смещения интерференционных полос в приборе. Чувствительность такого детектора определяется следующим соотношением [149]:

$$\Delta l/l = \frac{1}{2\omega} \sqrt{16\pi G t^{01}/c^3}.$$

При потоке $t^{01} = 1 \text{ эрг}/(\text{см}^2 \cdot \text{сек})$ отношение $\Delta l/l = 8 \cdot 10^{-17}$, которое в настоящее время может быть измерено. Чувствительность детектора можно еще увеличить за счет продолжительности наблюдения и доведена до $10^{-4} \text{ эрг}/(\text{см}^2 \cdot \text{сек})$.

Водяницкий и Диманштейн [76] и Хейнтцман [152] рассмотрели возмущение электромагнитной волны в поле гравитационной волны для случая, когда эти волны распространяются в прямо противоположных направлениях. Они нашли, что электромагнитная волна испытывает сильные амплитудные модуляции на частотах $\omega_0 \pm \omega$, где ω_0 — частота электромагнитной волны; ω — частота гравитационной волны. Эффект модуляции можно измерить типичной электромагнитной антенной. Мощность, принимаемая такой антенной, будет

$$P \approx \frac{cs}{4\pi} \cdot \frac{E^2 (\omega_0 + \omega)^2}{16\omega_0^2} h_{\alpha\beta}^2,$$

где E — напряженность электрического поля в электромагнитной волне, s — эффективная площадь антенны.

В работах [94, 152] проанализировано взаимодействие гравитационной волны с электрическими зарядами и показано, что заряды в волне изменяют свои радиационные характеристики. Этим обстоятельством предлагается воспользоваться для обнаружения гравитационного излучения. Так, если гравитационная волна интенсивностью $10^{-9} \text{ эрг}/(\text{см}^2 \cdot \text{сек})$ и периодом 2 ч будет падать на электронный ускоритель с энергией электронов около 500 Мэв, то синхротронное электромагнитное излучение электронов в нем, как уже отмечалось, будет изменяться по интенсивности на 0,15% за полупериод волны [94]. Гравитационное излучение может вызывать также осцилляции частоты излучения лазера [153], что можно использовать для детектирования гравитационных волн.

Брагинский и Менский [154] предложили метод регистрации гравитационных волн с помощью пакета электромагнитных волн (ЭМВ), «бегающего» по замкнутому сверхпроводящему тороидальному волноводу. Под действием гравитационной волны, падающей перпендикулярно плоскости волновода, энергия пакета меняется в отношении $\Delta \mathcal{E}/\mathcal{E} \approx \Delta l/l$, где l — протяженность пакета. Подробный расчет этого процесса [156] показывает, что

$$\Delta \mathcal{E}/\mathcal{E} = 0,5h_0\Omega t \sin 2\varphi_0 = t \sin 2\varphi \sqrt{64\pi G t^{01}/c^3},$$

где h_0 — амплитуда гравитационной волны; Ω — ее частота; φ_0 — угловая координата точки в момент времени $t = 0$. Такой детектор способен регистрировать гравитационные потоки на уровне $10^{-2} \text{ эрг}/(\text{см}^2 \cdot \text{сек})$. Дальнейшей модификацией этого детектора являются рамочный волновод [157] с отражающими зеркалами по углам и прямой волновод с идеальными отражаю-

щими зеркалами на концах [156]. Если зеркала в прямом волноводе поставить не строго перпендикулярно к волноводу и не параллельно друг другу, то в волноводе можно обеспечить условия, при которых длина электромагнитного пакета будет систематически изменяться со временем под действием гравитационной волны. Предельная чувствительность детектора при резонансном приеме гравитационной волны будет примерно такой же, как и у детектора кольцевого типа.

В работе [156] проанализированы также способы приема гравитационных волн с помощью волноводов, содержащих электромагнитные поля. Так, если в волноводе имеется постоянное электромагнитное поле, то под действием гравитационной волны из него будут порождаться переменные электромагнитные поля. Доля гравитационной энергии, трансформируемая в волноводе в энергию электромагнитных волн [155], равна

$$\alpha = Gc^{-4}(E^2 + B^2)h_0ct,$$

где $E^2 + B^2$ — плотность энергии постоянного электромагнитного поля в резонаторе. Если в резонаторе уже существуют электромагнитные колебания, то под действием гравитационной волны они будут менять или свою энергию, или фазу. Если волновод выполнен в виде тонкого тороида и по нему распространяется монохроматическая электромагнитная волна, то под действием гравитационной волны, пронизывающей волновод, в нем возникнут новые кванты электромагнитного поля с частотой $(n \pm 2) \Omega/2$, где Ω — частота гравитационной волны. Детектирование амплитуды и фазы новых квантов даст полную информацию о гравитационной волне. Наконец, если в таком волноводе присутствуют две электромагнитные волны с частотами ω_1 и $\omega_2 = \omega_1 \pm \Omega$, то под действием гравитационной волны интенсивность одной из волн (слабой) будет усиливаться за счет энергии другой волны. Скорость выравнивания энергии будет $\sim h_0Q$, где Q — добротность резонатора. В работе [155] приводятся оценки чувствительности всех этих методов к гравитационным потокам и указывается, что она может достигать величины 10^{-4} эрг/(см²·сек).

Другие типы гравитационных детекторов. Прохождение гравитационной радиации в пространстве вызывает изменение в нем электрической и магнитной проницаемости [2]. Этим эффектом Сладкий [157] предлагает воспользоваться для приема гравитационного излучения с помощью магнитной катушки, по которой протекает постоянный электрический ток. Гравитационное излучение будет изменять магнитную проницаемость в объеме катушки и, как следствие, модулировать магнитный поток. Его переменную компоненту можно измерить чувствительными магнитометрами.

Антенна типа «жидкость в трубке», которая имеет форму восьмерки, была предложена Прессом [40]. Гравитационная волна

в такой антенне способна перегонять жидкость по трубке. Подобная антенна эквивалентна магнито-рамочной антенне в электромагнетизме. Разновидностью предложенной антенны могла бы быть антенна, выполненная из сверхпроводящей проволоки, в которой вместо «жидкости» могли бы перегоняться электроны. Последние создавали бы слабый переменный ток той же частоты, что и волны. Возможность применения обычных и сверхпроводящих металлов для детектирования гравитационных волн средних частот $\omega \ll \omega_0$, где $\omega_0 = 10^{11}$ *гц* — собственная частота осцилляции электронов в металле, соответствующая энергии связи в куперовской паре, была проанализирована в работах [158, 159]. Под действием квазистатической гравитационной волны электроны в металле перемещаются как газ в поле тяжести и порождают электромагнитные волны. Дозморов и Задонский [160] предложили использовать для приема гравитационных волн обычную электромагнитную антенну квадрупольного типа. Форвард [36] разработал конструкцию гравитационной антенны сферического типа, которая избирательно может принимать тензорные и скалярные волны. В работе [161] проанализирована возможность приема гравитационных волн в инфранизком диапазоне с помощью жидкого бинарного раствора, находящегося в критической точке расслоения. Под действием гравитационного излучения раствор распадается на исходные компоненты. Цилиндрический алюминиевый детектор для приема гравитационных волн в диапазоне частот до 31 *кгц* предложен в работе [162].

Винтерберг [163] и Бергман [164] рассмотрели метод обнаружения гравитационных волн по вызываемому ими мерцанию звезд. Однако, как показано подробными расчетами в работе [165], эффект такого явления ничтожно мал. Для поиска скалярных гравитационных волн Вебер [166] сконструировал дисковую антенну, которая резонировала на частоте 1661 *гц* и могла измерять плотность энергетического потока на уровне 10^6 *эрг/(см²·сек)*.

7. ПОИСК ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН ОТ АСТРОФИЗИЧЕСКИХ ИСТОЧНИКОВ

На протяжении уже пяти лет Вебер [166—171] систематически регистрирует с помощью двух гравитационных антенн, работающих на совпадение, импульсы возбуждения. Эти импульсы он интерпретирует как всплески гравитационной радиации, идущей из центра Галактики. Приемная аппаратура содержит две цилиндрические антенны, описанные в предыдущем разделе, отнесенные друг от друга на расстояние 1000 *км*: одна из них находится в университете Мэриленда, другая — в Аргоннской национальной лаборатории под Чикаго. На антеннах наклеены пьезодатчики, преобразующие упругие колебания в электрические сигналы.

Выходы с них подсоединены к схемам совпадений с временем разрешения $0,1$ сек. Антенны подвешены на упругих нитях в специальных вакуумных камерах, стенки которых выполняют одновременно функции электромагнитных экранов. Предохранение от внешнего сейсмического воздействия осуществляется специальными акустическими фильтрами. Чувствительность прибора ограничивается лишь броуновскими нормальными колебаниями самих цилиндров, что соответствует энергии порядка kT для каждого резонансного колебания. Относительное изменение длины цилиндра под действием гравитационного излучения

$$\Delta l/l = \frac{2c^2 Q}{\pi \omega^2} R_{i0j0}.$$

Суммарная чувствительность аппаратуры такова, что в опытах регистрируется смещение концов цилиндрических антенн $1,5 \cdot 10^{-15}$ см. Это соответствует плотности потока гравитационной радиации $2 \cdot 10^4$ эрг/(см²·сек). Однако Брагинский и Руденко [120] оценивают этот поток в $3 \cdot 10^6$ эрг/(см²·сек). Измерение ведется на частоте основной моды колебаний цилиндров, равной 1661 гц. Добротность антенны характеризуется $Q = 10^5$. Поэтому система работает в полосе $\Delta \nu = \nu_0/Q$ и имеет сечение для поглощения гравитационной радиации

$$\sigma = 20 \frac{2Gm}{c^2 \lambda} QL^2 = 3 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2.$$

Калибровка детекторов производилась стандартным шумовым источником и с помощью динамического гравитационного поля [146]. В последнем случае поле создается колебаниями второго алюминиевого цилиндра несколько меньшего размера, находящегося на расстоянии 2 м от испытуемых детекторов. Выходная мощность детекторов примерно соответствует расчетной величине.

Процедура проведения опытов заключается в том, что непрерывно регистрируется общее число совпадающих сигналов между двумя антеннами без введения временных задержек в каналы совпадения. Затем вводится задержка в один из каналов и проводятся измерения фоновых событий. Разность отсчетов этих двух измерений принимается за истинное число совпадений, обязанных гравитационным сигналам. В последних экспериментах [170] среднее число отсчетов гравитационных сигналов составляло около 7 событий в день. Это наибольшая частота совпадений, при которой оси цилиндров располагаются перпендикулярно направлению на центр Галактики. Результаты опыта позволили Веберу заключить, что источники гравитационного излучения находятся в центре Галактики. Вебер провел также эксперимент с дисковой антенной по поиску скалярных гравитационных волн [168]. Однако опыт дал отрицательный результат.

Результаты экспериментов Вебера в последнее время подвергаются большой критике. Основой для нее служит в основном то обстоятельство, что измеренный в опытах поток мощности гравитационной радиации оказался слишком большим: $10^6 \text{ эрг}/(\text{см}^2 \cdot \text{сек})$. Если это соответствует действительности, то должно означать, что гравитационная радиация уносит из центра Галактики около $150 M$ в год [40], тогда как полная электромагнитная светимость Галактики составляет $10^{-2} M$ в год, где M — масса Солнца. Большой расход массы в центре Галактики на гравитационное излучение обуславливает время ее жизни периодом 10^6 — 10^7 лет [126], что мало и сильно расходится с общепринятым космологическим и геологическим временем в 15—20 млрд. лет [172—174].

Некоторые авторы полагают, что в опытах Вебера регистрируются внешние, неконтролируемые в эксперименте возмущения. Так, в работе [126] высказывается предположение, что возможным источником сигналов в опытах могло служить одновременное для двух детекторов локальное изменение величины g за счет акустических волн на Земле. Уровень принимаемых сигналов соответствует $\Delta g/g \approx 10^{-12}$, что может неэффективно контролироваться гравиметром, использованным в опытах Вебера.

Авторы работы [172] выполнили корреляционный анализ по связи данных Вебера с солнечной и геомагнитной активностью, а также с интенсивностью космических лучей. Они нашли, что для этих явлений коэффициент корреляции не совсем мал. Это позволяет с большой вероятностью интерпретировать результаты Вебера как эффект воздействия на детекторы колебаний магнитного поля Земли и потоков космических частиц.

К тому же заключению приходят и авторы работы [175]. Они нашли, что возмущение магнитного поля Земли около 10^{-5} а/м способно возбудить детекторы Вебера до уровня принимаемых сигналов. В порядке ответа на критику [172, 175] Вебер с сотр. провел контрольные эксперименты с частицами космического излучения [176] и переменными магнитными полями [171]. Он установил полную непричастность этих явлений к наблюдаемым сигналам. К аналогичному выводу пришли Берон и др. [177], испытавшие антенну типа антенны Вебера на пучке частиц от ускорителя.

Иное объяснение результатов опытов Вебера сводится к предположению, что или источники гравитационного излучения находятся не в центре Галактики, а значительно ближе к Земле, или источники излучают в виде узкого луча [178]. Высказываются также идеи, что Вебер принимал гравитационное излучение, рожденное не в нашей Галактике, но проходя нашу Галактику, оно фокусировалось [179, 180]. В работе [181] предложена новая модель центра Галактики, состоящая из черных дыр, хорошо удовлетворяющая результатам Вебера.

Эксперименты Вебера в значительной степени стимулировали постановку новых гравитационных экспериментов различными научными группами. Один из таких экспериментов был выполнен группой Брагинского [132] в 1971 г. В опытах использовались два детектора, которые были настроены на частоту 1640 *гц* и разнесены в пространстве на 20 *км*. Аппаратура имела чувствительность несколько ниже чувствительности аппаратуры Вебера. В эксперименте регистрировалось до нескольких десятков совпадений в сутки, однако тщательный анализ амплитуды и формы сигналов, поступающих с детекторов, с большей достоверностью показал отсутствие гравитационных сигналов. Не обнаружили также сигналов Вебера и в опытах Тайсона [182], Левина и др. [183], в которых использовался один алюминиевый детектор на частоте 710 *гц*, имевший чувствительность выше, чем детектор Вебера. Не получено пока положительных результатов и в группе исследователей во Фраскати [184]. Ими используются два алюминиевых цилиндра, работающих на совпадение и размещенных в Фраскати в Мюнхене.

В связи с экспериментами Вебера была высказана гипотеза, что гравитационное излучение астрофизическими объектами должно сопровождаться сопутствующими всплшками радиоволн и нейтрино. Для проверки этой гипотезы были поставлены эксперименты по обнаружению радиоволн [185—187], которые шли бы из центра Галактики и были скоррелированы с сигналами Вебера. Однако эти опыты дали отрицательный результат. Не было обнаружено и всплесков нейтринных потоков [188]. Из этих отрицательных результатов авторы цитированных работ, однако, не делают категорического вывода об отсутствии гравитационного излучения. Они допускают, что гравитационная радиация не обязательно должна сопровождаться интенсивным излучением нейтрино или радиоволн. Вместе с тем радиоволны и нейтрино взаимодействуют с веществом значительно сильнее, чем гравитационные волны и поэтому могут сильно экранироваться межзвездной средой. К Земле потоки такой радиации могут приходиться чрезвычайно ослабленными и быть ниже порога регистрации в использованной аппаратуре.

Вебер считает [189], что его опыты хотя и не дали еще убедительного доказательства существования гравитационных волн, однако путь, избранный им, является правильным. Для дальнейших исследований необходимо существенно повысить чувствительность аппаратуры.

В настоящее время около двух десятков лабораторий готовятся или уже выполняют эксперименты по независимой проверке результатов Вебера (подробно об этих экспериментах см. обзорные статьи [187, 190, 191]). Большинство новых установок повторяет схему опыта Вебера, однако аппаратура имеет лучшую чувстви-

тельность в результате частичного ее усовершенствования и охлаждения антенн до криогенных температур. Так, В. Б. Брагинский с сотр. [192] разработали высокочувствительную квадрапольную антенну стержневого типа на основе монокристаллического сапфира, обладающего рекордной добротностью $Q \approx 10^8$. В некоторых экспериментах предлагается использовать аппаратуру с иным принципом действия. Так, Форвард и др. [150] разработали детектор на диапазон частот 0,5—24 кгц на основе интерферометра Майкельсона с плечом 1 км. В колледже Станислава в Калифорнии [187] сконструирован высокочувствительный гравитометр на основе сверхпроводящего шарика, парящего в магнитном поле. С помощью такого инструмента планируется исследовать квадрупольные виды колебаний Земли, которые могут вызываться гравитационными волнами. Аналогичные исследования уже выполнены с помощью автоматических систем на Луне [188].

Вся совокупность новых экспериментов позволит, по-видимому, в ближайшие три-четыре года получить исчерпывающий ответ на проблему сигналов Вебера.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Современное состояние проблемы излучения и приема гравитационных волн в теоретическом и экспериментальном плане остается пока сложным. Например, в отношении теоретических разработок проблема заключается, как уже отмечалось, в сильной нелинейности уравнений ОТО, для которых не получено пока точных волновых решений, имеющих ясный физический смысл. Поэтому существуют еще огромные трудности даже в вопросах корректной постановки задачи определения энергии гравитационного поля и в выборе «правильной» системы координат для описания волновых процессов. Проблема эта, конечно, решается, но прямо противоположные заключения, к которым приходят подчас многие теоретики в ответе на принципиальный вопрос о возможности существования гравитационных волн в природе, ярко свидетельствует о том, насколько мы еще далеки здесь от глубокого понимания сущности гравитации.

Однако если допускаемая линеаризация решений уравнений ОТО в приближении слабого гравитационного поля верна, то огромные усилия экспериментаторов по поиску гравитационного излучения в конечном счете будут оправданы. Вопрос открытия гравитационных волн в этом случае будет лишь вопросом времени.

Каковы здесь перспективы? Путь, избранный Вебером несколько лет назад по поиску гравитационных волн астрофизического происхождения, являлся, с точки зрения уровня техники прошедших лет, несомненно, наиболее оптимальным. В существующей

проблеме экспериментаторам нужно было решить лишь одну ее половину, а именно: обеспечить надежный прием гравитационного излучения. О решении другой части проблемы — излучении волн — за нас позаботилась природа. Однако в силу исключительной сложности экспериментов и весьма высокой чувствительности используемой аппаратуры, реагирующей на многие очень слабые, почти неконтролируемые помехи, все результаты, получаемые в таких опытах по регистрации гравитационного излучения астрофизического происхождения, будут с неизбежностью содержать определенную долю «но». И это обстоятельство будет давать большую свободу для толкования экспериментальных данных. Поэтому автору настоящего обзора представляется, что исчерпывающее решение проблемы гравитационного излучения следует искать на пути постановки полного лабораторного опыта в духе известного опыта Г. Герца, выполненного в электродинамике, в котором должны одновременно использоваться и излучатель, и приемник. Сложность аппаратуры здесь окупится большими возможностями «гибкого» ведения эксперимента. Современный уровень техники позволяет уже сейчас приступить к реализации такой программы.

В заключение считаю своим долгом сердечно поблагодарить Н. Н. Боголюбова, А. М. Балдина и Н. А. Черникова за важные обсуждения проблемы излучения и приема гравитационных волн в лабораторных масштабах. Автору приятно выразить свою признательность К. П. Станюковичу и В. Б. Брагинскому за полезные дискуссии по проблемам гравитации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Эйнштейн А. Собрание трудов. Т. 1. М., «Наука», 1965.
2. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория поля. М., Физматгиз, 1960.
3. Станюкович К. П. Гравитационное поле и элементарные частицы. М., «Наука», 1965.
4. Зельдович Я. Б., Новиков И. Д. Теория тяготения и эволюции звезд. М., «Наука», 1971.
5. Тоннелл Мари-Антуанетти. Основы электромагнетизма и теории относительности. Пер. с англ. М., Изд-во иностр. лит., 1962.
6. Misner C. W., Thorne K. S., Wheeler J. A. Gravitation. San-Francisco, 1972.
7. Фок В. А. Теория пространства — времени и тяготения. М., Физматгиз, 1961.
8. Проблемы теории гравитации и элементарных частиц. Под ред. К. П. Станюковича, Г. А. Соколика. М., Атомиздат, 1966.
9. Синг Дж. Общая теория относительности. Пер. с англ. М., Изд-во иностр. лит., 1963.
10. Рашевский П. К. Риманова геометрия и тензорный анализ. М., «Наука», 1964.
11. Мёллер Х. В сб.: Новейшие проблемы гравитации. Пер. с англ. М., Изд-во иностр. лит., 1961.
12. Вебер Дж., Уилер Дж. Там же.

13. Эйнштейн А., Розен. Там же.
14. Захаров В. Д. Гравитационные волны и теория тяготения. М., «Наука», 1972.
15. Robinsen I., Trautman A. Phys. Rev. Lett., 1960, v. 4, p. 431.
16. Robinson I., Trautman A. Proc. Roy. Soc. A, 1962, v. 265, p. 463.
17. Траутман А. УФН, 1966, т. 89, с. 3.
18. Bartrum P. C. J. Math. Phys., 1967, v. 8, p. 1464.
19. Kerr R. P., Schild A. Proc. Symposia Appl. Math., 1965, v. 17, p. 199.
20. Мицкевич Н. В. Физические поля в общей теории относительности. М., «Наука», 1969.
21. Thorne K. S. e.a. Proc. Intern. Conf. Experimental Gravit. Theories. Ed. R. W. Davies, J. PL. Tech., Memorandum, 1971, p. 33—499.
22. Ni W. T. Astrophys. J., 1972, v. 176, p. 769.
23. Nordtvedt K., Will C. M. Astrophys. J., 1972, v. 177, p. 757.
24. Yilmaz H. IL Nuovo cimento B, 1972, v. 10, p. 79.
25. Jordan P. Schwerkraft and Weltall. Branschweig, 1955.
26. Brans C., Dicke R. H. Phys. Rev., 1961, v. 124, p. 925.
27. Саакян Г. С., Мнацакян М. А. «Астрофизика», 1968, т. 4, с. 567.
28. Morganstern R. E. Phys. Rev., 1967, v. 163, p. 1357.
29. Morganstern R. E., Chin H. Y. Phys. Rev., 1967, v. 157, p. 1228.
30. O'Connell R. F., Solmona A. Phys. Rev., 1967, v. 160, p. 1108.
31. Wagoner R. V. Phys. Rev. D, 1970, v. 1, p. 3209.
32. Finkelstain A. M. Cel. Mech., 1970, v. 2, p. 237.
33. Гравитация и относительность. Под ред. Х. Цзю, В. Гофмана. Пер. с англ. М., «Мир», 1965.
34. Arlin P. S. Cont. Phys., 1972, v. 13, p. 283.
35. Robson E. H. Lett. Nuovo cimento, 1973, v. 8, p. 818.
36. Forward R. L. General Relativist., 1971, v. 2, p. 149.
37. Гуревич Л. Э., Дынкин С. Д. ЖЭТФ, 1972, т. 63, с. 369.
38. Schariro I. Report G-R 6, Copenhagen, 1971.
39. Зайцев Н. А. Преприят ИТФ-72-21Р, Киев, 1973.
40. Пресс У., Торн К. УФН, 1973, т. 110, с. 569.
41. Мироновский В. Н. ЖЭТФ, 1965, т. 48, с. 358; «Астрон. журн.», 1965, т. 42, с. 977.
42. Peters P. C., Mathews J. Phys. Rev., 1963, v. 131, p. 435.
43. Дорошкевич А. Г. и др. ЖЭТФ, 1972, т. 63, с. 1538.
44. Зельдович Я. Б., Новиков И. Д. УФН, 1965, т. 86, с. 447.
45. Федосеев М. Н., Цветков В. П. ЖЭТФ, 1973, т. 63, с. 1289.
46. Озерный Л. М. «Письма ЖЭТФ», 1965, т. 2, с. 83.
47. Зельдович Я. Б., Новиков И. Д. «Докл. АН СССР», 1964, т. 155, с. 1033.
48. Davis M. e.a. Phys. Rev. Lett., 1971, v. 27, p. 1466.
49. Press W. H. Astrophys. J., 1971, v. 170, p. 105.
50. Basano V., Morro A. IL Nuovo cimento B, 1973, v. 17, p. 64.
51. Howking S. W. Phys. Rev. Lett., 1971, v. 27, p. 1344.
52. Вебер Дж. Общая теория относительности и гравитационные волны. Пер. с англ. М., Изд-во иностр. лит., 1962.
53. Halpern L. E. Ann. Inst. H. Poincare, 1969, v. 11, p. 309.
54. Грищук Л. П., Сажин М. В. ЖЭТФ, 1973, т. 65, с. 441.
55. Wood L. e.a. Bull. Amer. Phys. Soc., 1971, v. 16, p. 609.
56. Уилер Дж. Гравитация, нейтрино, Вселенная. Пер. с англ. М., Изд-во иностр. лит., 1965.
57. Копвиллем У. Х., Нагибаров В. Р. «Письма ЖЭТФ», 1965, т. 2, с. 529; 1967, т. 5, с. 445.
58. Нагибаров В. Р., Копвиллем У. Х. «Изв. вузов. Физика», 1967, т.9, с. 66.
59. Копвиллем У. Х., Нагибаров В. Р. ЖЭТФ, 1969, т. 56, с. 201.
60. Копвиллем У. Х. Преприят ИТФ-71-35 Р, Киев, 1971.
61. Halpern L. E., Desbrandes R. Ann. Inst. H. Poincare A, 1969, v. 11. p. 309.

62. Halpern L. E. *Nature Phys. Sci.*, 1971, v. 233, N 36, p. 18.
63. Seara A. *Phys. Lett. A*, 1972, v. 41, p. 252.
64. Kopviiem U. H. e.a. *Phys. Lett. A*, 1973, v. 42, p. 399.
65. Desbrandes M. R. *Patent Fr.*, 1959, N 1, p. 557—617.
66. Parapetrou A. *Ann. Inst. H. Poincare A*, 1972, v. 16, p. 63.
67. Kokouchi S. *Mem. Inst. Sci. Ind. Res., Osaka Univ.*, 1972, v. 29, p. 1.
68. Ceci A., Obata P., Chiba J. *J. Appl. Phys.*, 1973, v. 44, p. 2401.
69. Johnston M. e.a. *Phys. Rev. Lett.*, 1973, v. 31, p. 1317.
70. Герценштейн М. Е. *ЖЭТФ*, 1961, т. 41, с. 113.
71. Зельдович Я. Б. *ЖЭТФ.*, 1973, т. 65, с. 1311.
72. Boccaletti D. e.a. *Nuovo cimento B*, 1970, v. 70, p. 129.
73. Vociletti D., Occhionero F. *Lett. Nuovo cimento*, 1972, v. 2, p. 549.
74. Tiomno J. *Acta Phys. Austr.*, 1973, v. 38, p. 206.
75. Дубрович В. Е. «Иzv. специальной астрофизической обсерватории», 1972, т. 6, с. 27.
76. Водяницкий О. А., Диманштейн Ф. А. *УФЖ*, 1968, т. 13, с. 1397, 1403.
77. Вестарвелт П. Дж. «Письма ЖЭТФ», 1966, т. 4, с. 333; *Acta Phys. Polonica*, 1965, v. 27, p. 831; *Phys. Rev. D*, 1971, v. 3, p. 2319.
78. Брагинский В. Б., Герценштейн М. Е. «Письма ЖЭТФ», 1967, т. 5, с. 348.
79. Зельдович Я. Б. «Письма ЖЭТФ», 1972, т. 16, с. 425.
80. Пустовойт В. И., Герценштейн М. Е. *ЖЭТФ*, 1962, т. 42, с. 163.
81. Дорошкевич А. Г. и др. *ЖЭТФ*, 1972, т. 63, с. 1538.
82. Де Саббата В. и др. «Ядерная физика», 1968, т. 8, с. 924.
83. Познанин П. Л. «Иzv. вузов. Физика», 1969, т. 10, с. 78.
84. Naskoney R. W. *J. Math. Phys.*, 1973, v. 14, p. 1239.
85. Вебер Д. В кн.: *Гравитация и относительность*. Пер. с англ. М., «Мир», 1965.
86. Лупанов Г. А. *ЖЭТФ*, 1967, т. 52, с. 118.
87. Владимиров Ю. С. *ЖЭТФ*, 1963, т. 45, с. 251.
88. Boccaletti D. e.a. *Nuovo cimento*, 1967, v. 48, p. 58; 1968, v. 54, p. 134.
89. Иваненко Д. Д., Соколов А. А. «Вестн. МГУ», 1947, т. 8, с. 103.
90. Sarasin C. L., Ruffini R. *Bull. Amer. Phys. Soc.*, 1973, v. 18, p. 769.
91. Khalilov V. R. e.a. *Phys. Lett. A*, 1972, v. 42, p. 43; 1973, v. 44, p. 217.
92. Brener R. A. e.a. *Lett. Nuovo cimento*, 1972, v. 4, p. 857.
93. Navas P. *Phys. Rev.*, 1967, v. 108, p. 1351.
94. Паргаманик Л. Э. Диманштейн Ф. А. *УФЖ*, 1972, т. 17, с. 1375.
95. Паргаманик Л. Э., Диманштейн Ф. А. *УФЖ*, 1970, т. 15, с. 2081.
96. Диманштейн Ф. А. *УФЖ*, 1971, т. 16, с. 1877.
97. Хриплович И. В., Щуряк Э. В. *ЖЭТФ*, 1973, т. 65, с. 2137.
98. Misner C. W. e.a. *Phys. Rev. Lett.*, 1972, v. 28, p. 988.
99. Davis M. e.a. *Phys. Rev. Lett.*, 1972, v. 28, p. 1352.
100. Citre D. M. Price R. H. *Phys. Rev. Lett.*, 1972, v. 29, p. 185.
101. Breuer R. A. e.a. *Lett. Nuovo cimento*, 1972, v. 4, p. 857.
102. Peters P. C. *Phys. Rev.* 1970, v. 1, p. 1559; 1973, v. 7, p. 368.
103. Chitre D. M. e.a. *Phys. Rev. Lett.*, 1973, v. 31, p. 1018.
104. Brener R. A. e.a. *Phys. Rev. D*, 1973, v. 7, p. 1002.
105. Сушков О. П., Хриплович И. Б. *ЖЭТФ*, 1974, т. 66, с. 3.
106. Schulman L. S. *IL Nuovo cimento*, 1971, v. 2, p. 38.
107. Воронов Н. А. *ЖЭТФ*, 1973, т. 64, с. 1889.
108. Barker V. M. e.a. *Phys. Rev.*, 1969, v. 182, p. 1387.
109. Grossiord J. L. *C.r. Acad. Sci. B*, 1972, v. 275, p. 365.
110. Станюкович К. П., Захаров В. Д. В кн.: *Проблемы теории гравитации и элементарных частиц*. М., Атомиздат, 1966.
111. Бергман П. Загадки гравитации. Пер. с англ. М., «Наука», 1969.
112. Lowrence J. K. *Lett. Nuovo cimento*, 1973, v. 8, p. 97.
113. Maygin G. A. *Gen Relat. Gravit.*, 1973, v. 4, p. 241.

114. Брагинский В. Б. УФН, 1965, т. 83, с. 433.
115. Weber J. Phys. Rev., 1961, v. 117, p. 306.
116. Брагинский В. Б. ЖЭТФ, 1963, т. 44, с. 1562.
117. Kaufman W. J. Nature, 1970, v. 227, p. 157.
118. Лаврентьев Г. Я. ЖЭТФ, 1969, т. 39, с. 1316.
119. Лаврентьев Г. Я. «Письма ЖЭТФ», 1969, т. 10, с. 495.
120. Брагинский В. Б., Руденко В. Н. УФН, 1965, т. 100, с. 395.
121. Мионовский В. Н. ЖЭТФ, 1965, т. 49, с. 1650.
122. Rasband S. N. e.a. Phys. Nev. Lett., 1972, v. 28, p. 253.
123. Douglass D. H. Proc. Intern. Conf. Exper. Grav. Theor., 1971, p. 33—499.
124. Douglass D. H. Tyson J. A. Nature, 1971, v. 229, p. 34.
125. Брагинский В. Б., Назаренко В. С., «Вестн. МГУ. Физика, астрономия», 1971, т. 12, с. 115.
126. Брагинский В. Б. и др. «Письма ЖЭТФ», 1969, т. 10, с. 437.
127. Beron V. L., Hofstadter R. Phys. Rev. Lett., 1969, v. 23, p. 184.
128. Брагинский В. Б., Рукман Г. И. ЖЭТФ, 1961, т. 41, с. 304.
129. Weber J. Phys. Rev. Lett., 1968, v. 20, p. 1307.
130. Weber J. Nuovo cimento, 1963, v. 29, p. 930.
131. Брагинский В. Б. и др. ПТЭ, 1971, т. 4, с. 241.
132. Брагинский В. Б. и др. «Письма ЖЭТФ», 1972, т. 16, с. 157.
133. Бунин В. А. Авт. свид. № 347937, РЖФ 1 Б 122П, 1974.
134. Bichara M. R. Nuovo cimento, 1972, v. 9, p. 453.
135. Акимов О. А. В кн.: Динамика электромеханических систем. Вып. I. Тула, 1971, с. 1.
136. Hamilton W. O. Bull. Amer. Phys. Soc., 1970, v. 16, p. 609.
137. Cerdonio M., Lucano G. Nota Internat. Inst. G. Marconi. Univ. Roma, N 373, 1972.
138. Dick G. J., Yen H. C. Proc. Appl. Suppercond. Conf. N., Y., 1972. p. 684.
139. Копвиллем У. Х. и др. УФЖ, 1972, т. 17, с. 1022; «Изн. вузов. Физика», 1973, т. 3, с. 23.
140. Weber J. Phys. Rev. Lett., 1968, v. 21, p. 395.
141. De Sabbata V. Memorie di Societa Astr. Italiano, 1970, v. 41, p. 65.
142. Dyson F. J. Astrophys. J., 1969, v. 156, p. 529.
143. Esposito E. P. Astrophys. J., 1971, v. 165, p. 165; 1971, v. 168, p. 495.
144. Weber J., Hinds G. Technical report N 634. University Maryland, 1961.
145. Beall E. F. Technical report N 681. University Maryland, 1967.
146. Sinsky S., Weber J. Phys. Rev. Lett., 1967, v. 18, p. 795.
147. Высоцкий В. И., Воронцов В. И., Препринт ИТФ-73-44Р, Киев, 1973.
148. Wiss Z. F. Schiller Univ. Uena, 1972, v. 21, p. 69.
149. Герценштейн М. Е., Пустовойт В. Н., ЖЭТФ, 1962, т. 43, с. 605.
150. Moss G. E. e.a. Appl. Opt., 1971, v. 10, p. 2495.
151. Moss G. E. Appl. Opt., 1971, v. 10, p. 2565.
152. Hetzman H. Z. Phys., 1968, Bd 210, S. 380.
153. Biswas P. K. IL Nuovo cimento, 1973, v. 18, p. 345.
154. Брагинский В. Б. Менский М. Б. «Письма ЖЭТФ», 1971, т. 13, с. 585.
155. Брагинский В. Б. и др. ЖЭТФ, 1973, т. 65, с. 1729.
156. Halpern L. Bull. cl. Sol. Acad. Belg., 1972, v. 58, p. 257, 647.
157. Сладкий Л. И. Тезисы 5-й междунар. конф. по гравитации и теории относительности. Тбилиси, 1968.
158. Papini G. Lett. Nuovo cimento, 1970, v. 4, p. 1027.
159. Dewitt B. S. Phys. Rev. Lett., 1966, v. 16, p. 1092.
160. Дозморов И. М., Задонский Г. И. «Научные труды ВНИИ оптико-физических измерений», Сер. А. 1972, № 1, с. 50.
161. Nagibarov V. R., Zeldovich S. A. Sptesc. Lett., 1971, v. 4, p. 209.
162. Gram R. O. Rev. Scient. Instrum., 1973, v. 44, p. 857.
163. Winterberg F. Nuovo cimento, 1968, v. 53, p. 264.
164. Bergmann P. G. Phys. Rev. Nett., 1971, v. 26, p. 1398.

165. Zipoy D. M. Phys. Rev., 1966, v. 142, p. 825.
166. Weber J. Phys. Rev. Lett. A, 1971, v. 34, p. 271.
167. Weber J. Phys. Rev. Lett., 1969, v. 22, p. 1320; 1970, v. 24, p. 276; 1970, v. 25, p. 180.
168. Weber J. Nuovo cimento B, 1971, v. 4, p. 197.
169. Weber J. Gener. Relativ. Grow., 1972, v. 3, p. 59.
170. Weber J. e.a. Phys. Rev. Lett., 1973, v. 31, p. 779.
171. Weber J., Trimble V. Phys. Lett. A, 1973, v. 45, p. 353.
172. Адамянц Р. А. и др. «Письма ЖЭТФ», 1972, т. 15, с. 277.
173. Sciama D. W. Nature, 1969, v. 224, p. 1263.
174. Sciama D. W. e.a. Phys. Rev. Lett., 1969, v. 23, p. 1514.
175. Калинин И. И., Колесников С. М. «Астрономический циркуляр». Изд-во бюро астрономических сообщений АН СССР, 1971, № 619, с. 7.
176. Ezrow D. H. e.a. Phys. Rev. Lett., 1970, v. 24, p. 945.
177. Beron V. L. e.a. IEEE Trans. Nucl. Scient., 1970, v. 17, p. 65.
178. Misner C. W. Phys. Rev. Lett., 1972, v. 28, p. 994.
179. Ohanian H. C. Phys. Rev. D, 1973, v. 8, p. 2734.
180. Lawrence J. K. Phys. Rev. D, 1973, v. 7, p. 2275.
181. Bertotti B., Cavaliere A. IL Nuovo cimento B, 1971, v. 2, p. 223.
182. Tyson J. A. Phys. Rev. Lett., 1973, v. 31, p. 326.
183. Levine J. L. Garvin R. L. Phys. Rev. Lett., 1973, v. 31, p. 173, 176.
184. Bramant D. e.a. Lett. Nuovo cimento, 1973, v. 7, p. 665.
185. Partridge K. B. Phys. Rev. Lett., 1969, v. 23, p. 1514.
186. Charman W. N. e.a. Nature, 1970, v. 228, p. 346; 1971, v. 232, p. 177.
187. Брагинский В. Б. УФН, 1972, т. 106, с. 566.
188. Bacheall J. N., Davis R. Phys. Rev. Lett. 1971, v. 26, p. 662.
189. Weber J., Logan J. Phys. Today, 1973, v. 26, N 4, p. 9.
190. Aplin P. S. Cont. Phys., 1972, v. 13, p. 283.
191. Logan J. L. Phys. Today, 1973, v. 26, N 3, p. 44.
192. Braginsky V. Gravitational Radiation and Gravitational Collapse. — International astronomical union. Sumposium N 164. Warschava, 1973. Dordrecht — Holland/Boston — USA, 1974, p. 28.