# УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

530.12:531.51

## РЕЛЯТИВИСТСКИЕ ГРАВИТАЦИОННЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ

## В. Б. Брагинский, В. Н. Руденко

#### I. ВВЕДЕНИЕ

Как известно, проверять эффекты, следующие из общей теории относительности (ОТО), необычайно сложно ввиду их малости в земных лабораторных условиях. Поэтому в течение длительного времени (примерно до 1960 г.) экспериментальные достижения в этой области ограничивались тремя классическими опытами (смещение перигелия Меркурия, отклонение светового луча в гравитационном поле Солнца, гравитационное красное смещение; см. обзор <sup>98</sup>).

С 1960 г., после эксперимента Паунда и Ребки <sup>85</sup> по проверке красноголубого смещения частоты фотонов в гравитационном поле Земли, начинается «новая волна» экспериментальных исследований релятивистских гравитационных эффектов. Повышение интереса к таким исследованиям связано, по-видимому, с ростом экспериментальной техники и освоением новых методов измерений малых величин. Кроме того, к настоящему времени накопился ряд вариантов теории тяготения, конкурирующих с ОТО <sup>97</sup>, например: скалярно-тензорная теория Брэнса — Дике, тензорная теория тяготения в плоском пространстве, модель Иордана с переменной константой тяготения и другие. Окончательный выбор в большой степени зависит от эксперимента.

В этот обзор включены наиболее интересные, по мнению авторов, описания экспериментов, выполненных за последние пять лет, а также ряд проектов и экспериментальных схем. Некоторые из этих работ были доложены на 5-й Международной конференции по теории относительности и гравитации в Тбилиси в сентябре 1968 г.

## 11. ГРАВИТАЦИОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

Одной из немногочисленных экспериментальных групп, работающих над проблемой обнаружения гравитационного излучения, является группа проф. Вебера (США, Мерилендский университет). В 1959—1961 гг. Вебером<sup>1, 2</sup> (см. также обзор<sup>3</sup>) была подробно проанализирована возможность реализации в земных лабораторных условиях схемы передатчик приемник гравитационного излучения с использованием механических колебаний протяженных масс. Проделанные расчеты показали, что использование механических колебаний протяженных масс приводит к слишком большим масштабам эксперимента (большие массы передатчика и приемника, большие мощности, необходимые для возбуждения колебаний в передатчике, весьма длительное время выделения сигнала из шума). В настоящее время этой группой проводятся интенсивные попытки обнаружить гравитационное излучение внеземного происхождения от некоторых возможных гипотетических источников. Эти источники могут в принципе дать вблизи Земли значительно бо́льшую плотность потока гравитационного излучения, чем лабораторный излучатель, имеющий разумные размеры. Принципы, на которых построены приемники группы Вебера, заключаются в следующем. В силу известных особенностей полей тяготения гравитационную волну нельзя обнаружить с помощью одной точечной массы *m*, как это можно было бы сделать в электромагнитном случае с помощью электрического заряда *q*. Поле гравитационной волны сообщает наблюдателю, находящемуся рядом с массой *m*, такое же ускорение, как и массе. Это обстоятельство основано на фундаментальном экспериментальном факте, носящем название *принципа эквивалентности инертной и гравитационной масс.* 

Таким образом, чтобы обнаружить гравитационную волну, нужно иметь две разнесенные точечные массы или одно протяженное тело (приемник квадрупольного типа). В случае протяженного тела на геометрическом языке ОТО можно сказать, что переменное во времени искривление



Рис. 1.

пространства (вызванное гравитационной волной) создает механические натяжения в протяженном теле. Измерение возникающих натяжений (которые приводят к возникновению механических колебаний тела) позволяет определить характеристики искривления, т.е. компоненты тензора кривизны Римана.

В первом варианте детектора <sup>4,6</sup>, разработанного группой Вебера, в качестве протяженного тела использован алюминиевый цилиндр длиной ~150 см, диаметром ~60 см и массой ~1,5 m. Этот цилиндр (рис. 1) подвешен на тонких нитях к раме, состоящей из стальных блоков, проложенных резиновыми прокладками (антисейсмический фильтр). Цилиндр и рама помещены в вакуумную камеру, а вся установка размещена вне пределов города, вдали от индустриальных помех. Для обнаружения гравитационного излучения используется лишь самая низкочастотная квадрупольная мода колебаний этого цилиндра. Ее частота  $\omega_0 \approx$  $\approx 10^4 \ pad/сек$ , а добротность для этой моды  $Q \approx 10^5$ , поэтому из всего возможного спектра гравитационных волн «вырезается» лишь относительно узкая полоса частот  $\Delta \omega \approx 0,1 \ pad/сек$  вблизи  $\omega_0 \approx 10^4 \ pad/сек$ , если время выделения порядка времени релаксации этой моды (около 30 сек).

Кварцевые пьезодатчики, наклеенные на поверхность цилиндра, позволяют преобразовать механические колебания этой моды в электрический сигнал. При съеме электрического сигнала с датчиков возникает проблема согласования, которая в этом случае оказалась довольно сложной: импеданс кварцевых пьезодатчиков, наклеенных на цилиндр, относительно высок (около  $\sim 10^9$  ом). Чтобы решить проблему согласования, оказалось необходимым в резонансном предусилителе использовать сверхпроводящую индуктивность. В результате чувствительность гравитационного детектора была ограничена лишь броуновскими колебаниями этой моды алюминиевого цилиндра <sup>4</sup>. Это означает, например, что минимальная обнаруживаемая амплитуда  $\overline{\delta}$  колебаний торцов цилиндра (за время порядка времени релаксации) может быть оценена из условия

$$m\omega_{0}^{2}\overline{\delta^{2}} \gg \varkappa T. \tag{1}$$

Для комнатной температуры  $(\tilde{\delta}^2)^{1/2} \geqslant 2 \cdot 10^{-14}$  см, что соответствует при длине цилиндра  $\sim 150$  см относительным изменениям длины (натяжениям) порядка  $10^{-16}$ . Отметим, что такое устройство является в принципе измерителем механических напряжений, а не смещений.

Калибровка этого гравитационного детектора производилась как с использованием стандартного шумового источника, так и непосредственно с помощью динамического гравитационного поля. Последний вариант калибровки, проведенный Синским и Вебером <sup>5</sup>, по существу, представляет собой высокочастотный вариант опыта Кавендиша. Динамическое гравитационное поле создавалось колебаниями второго алюминиевого цилиндра, несколько меньших размеров, находящегося на расстоянии ~2 *м* от основного цилиндра (расстояние между центрами). Выходная мощность детектора примерно соответствовала расчетной, однако точность такой калибровки невысока. Оба способа калибровки показали, что чувствительность, соответствующая минимальным обнаружимым натяжениям из соотношения (1), была достигнута.

Эквивалентная «гравитационная» чувствительность может быть получена с помощью соотношений, приводимых Вебером <sup>1</sup>, которые связывают возникающие в упругом теле натяжения є с компонентой тензора Римана  $R_{i0j0}$ , вызывающей ускорение различных частей пробного тела друг относительно друга. В том случае, если  $R_{i0j0}$  изменяется во времени синусоидально с частотой, совпадающей с частотой самой низкочастотной квадрупольной моды колебаний цилиндра, а цилиндр ориентирован наилучшим образом по отношению к  $R_{i0j0}$ ,

$$\varepsilon \approx 2c^2 Q R_{i0,i0} / \omega_0^2 \pi, \tag{2}$$

где с — скорость распространения света, Q — добротность моды. Подставляя в (2) є  $\approx 10^{-16}$ ,  $\omega_0 = 10^4 \ pa\partial/ce\kappa$ ,  $Q = 10^5$ , получим  $R_{i0j0} \approx \approx 2 \cdot 10^{-34} \ cm^{-2}$ . Этой величине соответствует плотность потока гравитационного излучения  $t \approx 2 \cdot 10^4 \ ppc/ce\kappa \cdot cm^2$ .

Второй вариант гравитационного детектора, разработанного группой Вебера, основан на идее использования Земли в качестве протяженного тела. С одной стороны, это кажется весьма эффективным, так как сечение поглощения излучения пропорционально массе детектора, но, с другой стороны, такой вариант исключает в земных условиях возможность применения схемы совпадений, которая будет рассмотрена ниже. Самая низкочастотная квадрупольная мода Земли имеет период ~54 мин и добротность ~400. Примерно на таких частотах создан высокочувствительный гравиметр <sup>6, 7</sup>, который позволяет регистрировать вариации ускорения силы тяжести g, превышающие уровень  $\Delta g/g \approx 10^{-11}$ . Результаты исследования шумового фона Земли в течение наиболее спокойного периода (в сейсмическом отношении) дали следующую оценку для спектральной плотности ускорений вблизи частоты  $\omega \approx 10^{-3} pad/cer$ :  $[\Delta g(\omega)]^2 \approx \approx 6,9 \cdot 10^{-14} can^2 cer/pad^{-6}$ . Сопоставление этой величины с расчетным соотношением<sup>8</sup>, связывающим  $[\Delta g(\omega)]^2$  со спектральной плотностью тензора Римана, позволило Веберу несколько понизить оценку для верхней границы космического фона гравитационного излучения (в области частот  $\omega \approx 10^{-3} pa\partial/ce\kappa$ ):  $[\overline{R}(\omega)]^2 < 6 \cdot 10^{-79} cm^{-4} pa\partial^{-1}ce\kappa$ ; прежняя оценка<sup>1</sup> была на 3—4 порядка выше. Ценность этой величины относительна, так как соответствующая ей плотность потока энергии вблизи рассматриваемой частоты должна быть ~10 эрг/сек · сm<sup>2</sup>, в то время как двойные звезды в этом же диапазоне частот создают плотность потока гравитационного излучения ~(10<sup>-9</sup>-10<sup>-11</sup>) эрг/сек · сm<sup>2</sup><sup>3</sup>. Несомненно, что рассмотренный вариант детектора гравиметрического типа будет более перспективным, если удастся использовать его в схеме совпадений, имея,



например, по одному детектору на Земле и Луне<sup>6,8</sup>. После полета «Аполлона-11» этот вариант выглядит весьма реальным и, по-видимому, будет осуществлен в ближайшие годы.

В настоящее время эксперимент по схеме совпадений проводится Вебером с детекторами первого типа. Идея этой схемы<sup>1</sup> заключается в одновременном использовании двух детекторов, разнесенных на расстояние меньше длины гравитационной волны. Такой способ позволяет выделить «гравитационные всплески» на фоне внутренних флуктуаций. Действительно, гравитационное излучение привело бы к коррелированным

отсчетам на выходах обеих систем, в то время как внутренние тепловые флуктуации такой корреляции иметь не могут. Были использованы детекторы первого типа, размещенные в бетонированных камерах первоначально на расстоянии ~2 км друг от друга <sup>6,9</sup>. Один детектор обладал параметрами, описанными выше, другой был меньших размеров (длина та же, а диаметр ~20 см) и снабжался несколько отличной электроникой более широкополосной с перестраиваемой центральной частотой. Кроме того, на платформах детекторов были установлены приборы, контролирующие силовое воздействие негравитационной природы: сейсмографы, магнитометры, акустические датчики, наклономеры. Блок-схема эксперимента приведена на рис. 2. Напряжение с пьезодатчиков поступает на пороговое устройство, которое срабатывает от сигналов, превышающих некоторый уровень, устанавливаемый экспериментатором. Полученные импульсы поступают на схему совпадений; последняя вырабатывает сигнал, если импульсы, пришедшие по обоим каналам, совпали по времени. Временное разрешение в первых опытах<sup>8</sup> было невысоким (~30 сек), но затем доведено до ~0,2 сек <sup>9</sup>, т. е. импульсы воспринимались схемой как совпадающие, если их передние фронты были сдвинуты во времени не более чем на ~0,2 сек.

Измерения по схеме совпадений производились в течение нескольких месяцев. Было зарегистрировано несколько случаев совпадений импульсов, превышающих пороговый уровень (примерно одно в месяц). При этом пороговый уровень настолько выше средней шумовой мощности, что вероятность случайных совпадений для некоторых случаев ничтожно мала (меньше 0,0001). Очень существенно, что случаи совпадений, по свидетельству автора, не сопровождались коррелированными всплесками на других контрольных приборах. Основываясь на чрезвычайно малой вероятности случайных совпадений, Вебер отбрасывает чисто статистические причины и считает, что зарегистрировано некоторое редкое синхронное воздействие на детекторы, которое, вообще говоря, может быть

вызвано и гравитационным излучением (!). По последним сообщениям <sup>94</sup>, Вебер повторил измерения, удлинив базу между двумя приемниками до 1000 км (Чикаго—Мериленд); совпадения опять были зарегистрированы.

Чтобы лучше оценить полученные результаты, обратимся еще раз к чувствительности гравитационного приемника Вебера. При этом будем рассматривать упрощенную модель гравитационного квадруполя в виде двух разнесенных масс, связанных пружиной (рис. 3). Соответствующие соотношения между  $R_{i0j0}$ ,  $F^M$ , t и т. д. совпадают по порядку величины с аналогичными в случае протяженной массы, отличаясь несущественными множителями.





Гравитационная волна, воздействующая на массовый квадруполь, приводит к возникновению силы F, раскачивающей массы детектора. Для компоненты  $F^M$  можно получить следующее выражение <sup>1, 3</sup>:

$$F^M \approx -mc^2 L^j R^M_{0j0}; \tag{3}$$

здесь  $L^{j}$  — компонента вектора длины между массами, m — масса квадруполя. Можно переписать предыдущую формулу, используя t — плотность потока энергии гравитационной волны:

$$t \approx c^3 F^2 / 8\pi G m^2 L^2 \omega^2, \tag{4}$$

где *G* — гравитационная постоянная.

Чувствительность приемника Вебера ограничена тепловыми флуктуациями, которые описываются теоремой Найквиста:  $\overline{F_{\phi\pi}^2} = 4 \varkappa Th \Delta f$ ; здесь  $\overline{F_{\phi\pi}^2}$  средний квадрат флуктуационной силы,  $\Delta f$  — полоса частот приемного устройства, h — коэффициент трения, связанный с добротностью Q и массами, входящими в детектор:  $h = m\omega_0/Q$ . Подставляя в (4) вместо F флуктуационную силу, получим выражение для минимального обнаружимого потока  $t_{\min}$ :

$$t_{\min} \approx (c^3/2\pi G) \left( \varkappa T/Qm\omega_0 L^2 \right) \Delta f.$$
(5)

Параметры установки:  $\omega_0 \approx 10^4 \ pa\partial/ce\kappa$ ,  $Q = 10^5$ ,  $T = 300^\circ$  К. Эквивалентная масса и длина соответственно  $m_{_{\rm ЭКВ}} \approx 5\cdot 10^5 \ e$  и  $L_{_{\rm ЭКВ}} \approx 10^2 \ cm$ , поэтому для  $t_{\min}$  получаем

$$t_{\min} \approx 6 \cdot 10^5 \Delta f \; \mathfrak{pr}/ce\kappa \cdot c \mathfrak{M}^2. \tag{6}$$

Полоса приемного устройства в описанном опыте целиком определялась схемой совпадений: разностные импульсы короче 0,2 сек схема не фиксировала — эквивалентная полоса, таким образом, составляла  $\Delta f \approx 5 \ ru$ , отсюда абсолютное значение чувствительности было на уровне  $t_{\min} \approx \approx 3 \cdot 10^6 \ ppc/cek \cdot cm^2$ . Учитывая, что коррелированные всплески наблюдались для случая, когда пороговый уровень был в среднем в несколько раз выше шумового, следует полагать, что всплески соответствовали бы потоку  $t \approx 10^7 \ ppc/cek \cdot cm^2$  (цифра, которую дает Вебер:  $t \approx \approx 2 \cdot 10^4 \ ppc/cek \cdot cm^2$  4, соответствует пороговой чувствительности детектора

при полосе  $\Delta \omega \approx 0.1 \ pa\partial/ce\kappa$ , которая в данной экспериментальной схеме не является определяющей).

В работе <sup>96</sup> приведены энергетические оценки гравитационного излучения, соответствующего шумовому уровню приемников Вебера, при различных предположениях о структуре излучения. В случае резонансного воздействия в течение  $\tau \sim 1-2$  сек отклик приемника на уровне шума требует потока гравитационной энергии  $t \sim 10^6$  эрг/сек · см<sup>2</sup> (см. выше). Для одиночного непериодического импульса  $\tau \sim 1/\omega_0 \sim 10^{-4}$  сек необходим поток  $t \sim 3 \cdot 10^{13}$  эрг/сек · см<sup>2</sup>; наконец, квазипериодический импульс с меняющейся частотой ( $d\omega/dt \sim 10^6$  рад/сек) соответствует  $t \sim 3 \cdot 10^{11}$  эрг/сек · см<sup>2</sup> (в момент  $\omega = 10^4$  рад/сек). Эти три случая представляют следующие гипотетические источники гравитационного излучения: нерадиальные колебания нейтронной звезды <sup>23</sup>, лобовое столкновение двух массивных тел <sup>97</sup>, схлопывание компонент двойной системы



Рис. 4.

при вращении по орбите <sup>97</sup>. Если, как это сделано в работе <sup>96</sup>, предположить, что излучение исходит из центра Галактики, можно оценить абсолютную мощность источников и сравнить ее с теоретически разумным уровнем для каждого из трех случаев. Оказывается <sup>96</sup>, что только для колебаний нейтронных звезд оба значения близки (~10<sup>52</sup> эрг/сек). В остальных случаях не хватает 2—3 порядков.

Оценим теперь возможности увеличения чувствительности приемного квадрупольного механического детектора <sup>10</sup>. Прежде всего, используя детектор типа двух разнесенных масс, можно существенно

выиграть, увеличивая расстояние L между массами (см. соотношение (4)). Наиболее мощные потоки гравитационного излучения внеземного происхождения, по-видимому, следует ожидать на низких частотах <sup>3</sup>:  $f \leq 1$  кгц. Отметим, что хотя при этом  $t_{\min}$  растет с понижением частоты (4), требования к регистрируемым механическим смещениям  $\Delta X_{\min}$  снижаются. В этой области частот можно указать целый ряд источников с точно известной частотой механических или электромагнитных процессов, например, двойные системы, пульсары. Тогда, полагая, что гравитационное излучение коррелировано с этими процессами, можно осуществить схему синхронного выделения сигнала из шумов и таким образом еще повысить разрешающую способность детектора. Наконец, самый важный резерв повышения чувствительности — это уменьшение коэффициента трения h, а следовательно, и флуктуационного уровня  $\overline{F}_{dm}^2$ .

Рассмотрим конкретный вариант детектора, рассчитанного на диапазон частот вблизи 1 гц (частота модуляции излучения пульсаров) \*). Схема приемника представлена на рис. 4. Квадрупольный детектор образован двумя массами, подвешенными в вакууме на тонких кварцевых лентах (l - длина, a - толщина, b - ширина ленты). Массы расположены на антисейсмической платформе, имеющей период колебаний относительно Земли около 1 часа. Расстояние между массами l. Трение, вносимое кварцевой подвеской, равно  $h \approx \eta ba^3/5l^3$ , где  $\eta - коэффициент$ вязкости кварца. Таким образом, выгодно уменьшать толщину ленты a, сохраняя при этом произведение ab, с тем, чтобы можно было сохра-

<sup>\*)</sup> Доклад об этом варианте детектора был сделан авторами статьи на сессии Отделения общей физики и астрономии АН СССР 24 октября 1968 г.

нить величину массы  $m = ab\sigma_{np}/g$ , где  $\sigma_{np}$  — допустимое напряжение в кварце при растяжении. Формулу (5) в этом случае можно переписать в таком виде:

$$t_{\min} \approx (c^3 \varkappa T g^2 / 10\pi) \,(\omega_0^2 l^3)^{-1} \,(\eta a / \sigma_{\pi p} L^2 b) \,\Delta f. \tag{7}$$

В записи (7): первый множитель — постоянная, зависящая от температуры, второй — определяется частотным диапазоном, третий — свойствами материала, четвертый — масштабом эксперимента и техническими требованиями. Для кварца  $\eta \approx 10^6 nyas$ ,  $\sigma_{np} \approx 2 \cdot 10^9 \ \partial u h/cm^2$ . Кроме этого, нужно положить  $l = \omega_0^2 g = 50 \ cm$ , так как частота маятников квадруполя при небольших  $a \leq 10^{-1} \ cm$  будет определяться не упругими свойствами кварца, а ускорением силы тяжести. Полагая, далее,  $a = 0.04 \ cm$ ,  $b = 4 \ cm \ (a/b = 10^{-2}, \ m = 10^5 \ cm)$  и  $L = 3 \cdot 10^3 \ cm$ ,  $T = 300^\circ$  С, будем иметь

$$t_{\min} \approx 30\Delta f \; \mathfrak{p} \rho / ce\kappa \cdot c \mathfrak{M}^2. \tag{8}$$

Сравнение (7) с (6) показывает, что чувствительность приемника в этом варианте возрастает примерно в 10<sup>4</sup> раз. Для полосы  $\Delta f \approx 1 \ zy \ t_{\min} \approx \approx 30 \ əpz/ce\kappa \cdot cm^2$ ; для  $\Delta f = 10^{-5} \ zy$  (синхронное выделение в течение суток)  $t_{\min} \approx 3 \cdot 10^{-4} \ əpz/ce\kappa \cdot cm^2$ . Анализ технических трудностей, возникающих при реализации такой системы, показывает, что она осуществима на уровне современной лабораторной техники.

Подчеркнем еще раз, что основной выигрыш в чувствительности должен иметь место за счет сильного увеличения добротности приемника:  $Q \approx 10^{9}$  против  $Q \approx 10^{5}$  в опытах Вебера. Весьма высокое значение добротности приводит к тому, что время наблюдения  $\hat{\tau}$  оказывается значительно меньше времени релаксации приемной системы  $\tau^* \sim Q/\omega_0$ ; в этом случае оно около  $10^{9}$  сек.

В условиях, когда  $\hat{\tau} \ll \tau^*$ , собственные тепловые флуктуации приемника ограничивают величину минимальной регистрируемой порции энергии, полученной под внешним воздействием, не на уровне  $\kappa T$ , а на значительно меньшем уровне  $\sim \kappa T \hat{\tau} / \tau^*$ , конечно, пока  $\kappa T \hat{\tau} / \tau^* \gg \hbar \omega_0$ . В этом смысле регистрирующая система Вебера не является оптимальной. Соответственно, в этих условиях становится принципиально достижимым измерение амплитуд колебаний  $\Delta X \sim 10^{-15}$  см, как, например, это требуется в рассмотренном маятниковом варианте, и меньших амплитуд (с техникой измерений при  $\hat{\tau} / \tau^* \ll 1$  можно ознакомиться в <sup>11</sup>).

Увеличение  $\tau^*$  приводит к тому, что основным фактором, ограничивающим разрешающую способность, становятся не собственные тепловые флуктуации механического осциллятора, а флуктуации (вызванные влиянием на массы осциллятора) прибора, регистрирующего его колебания. Дальнейшее увеличение  $c^*$  в этом случае лишено смысла. Выбирая наилучшие (оптимальные) параметры такого индикатора, можно добиться наивысшей чувствительности. Отсылая читателя за более подробным разъяснением к литературе<sup>12</sup>, приведем здесь выражение для минимальной регистрируемой синусоидальной силы в условиях «оптимальной стратегии»:

$$F_{\min} \approx (2/\hat{\tau}) \left( \hbar \omega_0 m \right)^{1/2}; \tag{9}$$

здесь ħ — константа Планка, ω<sub>0</sub> — собственная частота колебаний осциллятора, τ̂ — длительность синусоидального цуга. Формула выведена для случая оптической системы регистрации. Из формул (4) и (9) следует, что

$$t_{\min} \approx (c^3/2\pi G) \left(\hbar/m\omega_0 L^2 \tau^2\right),\tag{10}$$

Подставляя предполагаемые параметры «маятникового варианта» гравитационного приемника:  $L = 3 \cdot 10^3 \ cm$ ,  $m = 10^5 \ e$ ,  $\omega_0 = 6 \ pa\partial/cek$ , получаем  $t_{\min} \approx 1 \cdot 10^{-2} \ (\hat{\tau})^{-2}$ , т. е. для  $\hat{\tau} \approx 1 \ cek$  имеем  $t_{\min} \approx 1 \cdot 10^{-2} \ pc/cek \cdot cm^2$ ; для  $\hat{\tau} \approx 10^5 \ cek$  (сутки)  $t_{\min} \approx 10^{-12} \ pc/cek \cdot cm^2$ .

Кроме описанных выше установок, предназначенных для обнаружения гравитационного излучения внеземного происхождения, появились предварительные сообщения о разработке еще одного гравитационного детектора группой «Форвард, Миллер, Берман» (см. <sup>18</sup>). Установка аналогична приемнику Вебера, однако предполагается, что электронная схема обеспечит прием в более широком диапазоне частот — от 100 гц до 2 кгц. Последнее обстоятельство важно в связи с тем, что у коллапсирующих двойных систем частота гравитационного излучения сильно изменяется.

Перечисленными выше исследованиями, по-видимому, и ограничивается круг работ, в которых делаются непосредственные попытки обнаружить гравитационное излучение. Число публикаций, посвященных предложениям о постановке опытов, расчетам, связанным с различными гравитационными излучателями и приемниками, существенно больше. Ниже мы кратко остановимся на наиболее, по нашему мнению, интересных работах, выполненных в течение 1965—1968 гг. (не вошедших в обзор<sup>3</sup>).

Вернемся к вопросу о возможности создания системы передатчик приемник гравитационных волн в лабораторных условиях. Как уже отмечалось выше, создание такой системы с использованием механических колебаний протяженных масс чрезвычайно трудно. Копвиллем и Нагибаров предложили схему опыта с приемником и передатчиком в оптическом диапазоне частот <sup>14</sup>. Идея их предложения состоит в том, что для гравитационного излучения должны иметь место эффекты, аналогичные спиновой и фотонной индукции и «эхо». Кратко напомним существо этих явлений.

В системе частиц, обладающих спинами или электрическими мультипольными моментами, возможно создание так называемого «сверхызлучательного» состояния, в котором интенсивность когерентного спонтанного излучения пропорциональна квадрату числа частиц (последнее происходит за счет взаимодействия отдельных частиц через электромагнитное поле излучения). «Сверхызлучательное» состояние может возникнуть под действием внешнего резонансного излучения определенной амплитуды и длительности (так называемый 90-градусный импульс <sup>15</sup>). Сам эффект когерентного спонтанного излучения назван эффектом спиновой (или, соответственно, фотонной) индукции. Так как частоты переходов частиц могут несколько отличаться друг от друга из-за неоднородности образца, внутреннего и внешнего магнитных полей и т. д., возникает так называемое «неоднородное» уширение линии  $\Delta \omega_{\rm HY}$  в дополнение к существующему всегда «однородному» уширению  $\Delta \omega_{OV}$  вследствие эффектов спин-спиновой и спин-решеточной релаксации. За счет «неоднородного» уширения в процессе спонтанного излучения происходит расфазировка волн от отдельных излучающих центров и потеря когерентности. Когерентность может быть восстановлена, если сменить направление внешнего магнитного поля на противоположное или, что эквивалентно, воздействовать на систему резонансным излучением с амплитудой и длительностью, соответствующими так называемому 180-градусному импульсу <sup>15</sup>. Этот эффект назван спиновым (или, соответственно, фотонным) «эхо». Восстановление когерентности можно проводить несколько раз (если  $\Delta \omega_{\rm Hy} > \Delta \omega_{\rm Oy}$ ), до тех пор, пока необратимые релаксационные процессы не разрушат возбужденное состояние системы. За более подробным разъяснением отсылаем читателя к обзору<sup>16</sup>.

Вслед за авторами работы <sup>14</sup> можно представить, но аналогии, гравитационные индукцию и «эхо», которые представляют собой генерацию когерентной гравитационной волны в результате коллективных осцилляций не электрических (или магнитных), а массовых квадруполей системы многих частиц — молекул, атомов, ядер. При этом нужно указать способ перевода гравитационных квадруполей в возбужденное «сверхызлучательное» состояние. Оказывается, однако, что это происходит «автоматически» при электромагнитном возбуждении, поскольку распределение заряда частиц тесно связано с распределением массы, являющейся носителем заряда. Чтобы когерентное электромагнитное излучение не сорвало возбуждения слишком быстро, необходимо увеличить время распада, заключая электромагнитное излучение в резонатор и удерживая его в нем при этом время распада может быть удлинено на несколько порядков <sup>17</sup>; в то же время для гравитационного излучения резонатор не будет служить препятствием.

Для приема когерентной гравитационной волны авторы работы<sup>14</sup> предлагают использовать приведенную схему генерации в обратном порядке — детектором может служить такая же система частиц, тщательно огражденная от электромагнитного излучения. Гравитационная волна, взаимодействуя с массовыми квадруполями частиц, создает электромагнитное «сверхызлучательное» состояние (если частицы обладают электрическими моментами). Испускаемые фотоны могут быть зарегистрированы фотоумножителем. Наилучшие числовые оценки получены в работе <sup>14</sup> для квадрупольных моментов электронных оболочек ионов. Делая, как и в работе <sup>14</sup>, самое оптимистическое предположение о том, что все центры некоторого образца когерентно излучают гравитоны, переходя в основное состояние из сверхызлучательного (т. е. интенсивность пропорциональна квадрату числа частиц), можно получить чрезвычайно обнадеживающую оценку  $t \sim 10^2$  эрг/сек см<sup>2</sup> =  $10^{13}$  гравитонов/сек см<sup>2</sup>, в расчете на образец длиной  $l = 10^3$  см и объемом  $v \approx 10^3$  см<sup>3</sup> (для одномодовых мощных лазеров мощность гравитационного излучения будет  $\sim 10^{-10} w_{\rm BM}$  (вт), где  $w_{\rm BM}$  — электромагнитная мощность лазера. В тех же условиях отклик приемника с  $l = 10^3$  см и  $V = 10^5$  см<sup>3</sup> на гравитационный поток  $t \sim 10^2 \ pr/cek \cdot cm^2$  составил бы величину  $\sim 10^{-14}$  эрг/сек см<sup>2</sup>  $\approx 10^{-3}$  фотонов/сек электромагнитного когерентного излучения 14.

Однако существует ряд принципиальных трудностей, значительно снижающих возможности данной схемы (критические замечания в этом отношении содержат работы <sup>18, 19</sup>). В оптическом диапазоне размеры кристалла значительно превышают длину волны. Поэтому, чтобы отдельные центры кристалла, возбуждаемые электромагнитной волной, когерентно испускали гравитационную волну, необходимо равенство фазовых скоростей обеих волн (подобно известному условию синхронизма в нелинейной оптике). На деле эти скорости различны: фазовая скорость электромагнитной волны зависит от диэлектрических и магнитных свойств среды, в то время как скорость гравитационного излучения из-за слабости взаимодействия остается практически равной с.

Другое неудобство заключается в том, что нельзя использовать эффективное дипольное возбуждение кристалла электромагнитной накачкой из-за квадрупольного характера гравитационного излучения: правила отбора запрещают возбуждение атома через дипольный переход с последующей квадрупольной релаксацией, так как при этом не сохраняется четность. Таким образом, необходимо выбирать среды с запрещенным дипольным и открытым квадрупольным электромагнитным переходом, т. е. работать, используя квадруполь-квадрупольное взаимодействие. Различие диаграмм направленности электромагнитного и гравитационного квадруполей, отмеченное в работе <sup>20</sup>, при определенных условиях <sup>21</sup>, по-видимому, будет не затруднять процесс преобразования, а, наоборот, способствовать его эффективности. В последующих работах <sup>21, 22</sup> Копвиллем и Нагибаров сделали более реалистические квантовомеханические оценки возможного выхода гравитационного излучения. Для выполнения требования синхронизма они предложили использовать две встречные волны электромагнитной накачки, расстроенных относительно центральω<sub>0</sub>, — с несущими частотами  $\omega_1 = \omega_0 \left[1 + (\epsilon \mu)^{-1/2}\right]/2$ ной частоты и  $\omega_2 = \omega_0 \left[1 - (\epsilon \mu)^{-1/2}\right]/2$ . Такое двухквантовое электромагнитное возбуждение эквивалентно некоторому эффективному полю с частотой  $\omega_1 + \omega_2 = \omega_0$  и волновым вектором  $\mathbf{k} = \omega_0 \mathbf{n}/c$ , где  $\mathbf{n}$  – единичный вектор, параллельный направлению распространения электромагнитной волны (другие способы выполнения условия синхронизма см. в работе 19).

В режиме «эха», с учетом ограничений, связанных с особенностями диаграмм направленности электромагнитного и гравитационного квадруполей, в работе <sup>21</sup> получены следующие оценки: для весьма большого рубинового кристалла длиной  $l = 10^3$  см и сечением  $s = 10^5$  см<sup>2</sup> скорость выхода гравитонов (в течение одного импульса  $\Delta f \approx 10^{-7}$  сек)  $N_{\rm r} \sim 10^{-8}$  гравитонов (в течение импульсов с частотой  $10^6$  ги в течение  $10^5$  сек дает полный выход  $\sim 10^3$  гравитонов. Используя кристалл с большей концентрацией селективных центров  $N_0 \sim 10^{22}$  см<sup>-3</sup> (против  $\sim 10^{-17}$  см<sup>2</sup> у рубина), на частоте  $\omega_0 \approx 10^{16}$  рад/сек можно в тех же условиях рассчитывать на выход  $N_{\rm r} = \sim 10^{11}$  гравитонов. Кроме этого, авторы работы <sup>21</sup> надеются, что при удачном расположении активных центров эффект фокусировки способен увеличить выход до  $N_{\rm r} = \sim 10^{21}$  гравитонов; несколько улучшаются также оценки для молекулярных и ядерных уровней <sup>21, 22</sup>.

В работе Билла<sup>19</sup>, а затем и в работе<sup>22</sup> было обращено внимание на тот факт, что можно сохранить режим начального возбуждения через дипольные переходы, если иметь в виду двухквантовый процесс поглощения, так как правила отбора допускают существование процесса

$$\gamma + \gamma + x \rightleftharpoons r + g, \tag{11}$$

где  $\gamma$  — квант электромагнитного излучения частоты  $\omega_0$  (спин S = 1), x — атом, g — кванты гравитационного излучения частоты  $2\omega_0$  (S = 2); одновременно, как отмечалось, двухквантовая накачка решает проблему синхронизма. В приемнике еще более важно условие синхронизма, однако в распоряжении экспериментатора нет двух гравитационных волн, частота и направление которых могли бы произвольно выбираться. Проблему можно решить, если одновременно с когерентной гравитационной волной частоты  $2\omega_0$  на приемник будет воздействовать электромагнитная когерентная волна частоты  $\omega_0$  (в работе <sup>22</sup> предлагается также когерентное фононное воздействие). В этом случае нелинейное взаимодействие волн ириведет к когерентному электромагнитному возбуждению приемника на частоте  $\omega_0$ . Отделить выходное излучение от накачки в принципе можно, используя, например, различную поляризацию этих волн.

Квантовомеханические <sup>22</sup> и классические <sup>19</sup> оценки выхода фотонов из приемника при оптимальных предположениях, что  $N_0 \approx 10^{21} \ cm^{-3}$ ,  $\omega_0 \approx 10^{16} \ pad/ce\kappa$ ,  $V \approx 10^6 \ cm^3$ , и мощности накачки  $\sim 10^{10} \ em$  дают величину примерно одного порядка:  $\sim 10^{-5} \ formoreal constraints$  а время импульса  $\Delta f \sim 10^{-7} - 10^{-8} \ cek$ .

Заканчивая обсуждение предложений Копвиллема и Нагибарова, отметим следующее. Такой способ дает возможность успешно генерировать гравитоны оптической частоты, однако эффективность приемника не ясна. По-видимому, низкий выход приемника может маскироваться спонтанным тепловым излучением, например, вследствие разогрева кристалла волной накачки и т. д.

В целом, по нашему мнению, эти интересные предложения требуют дальнейшего теоретического анализа, который, возможно, приведет к параметрам передатчика и приемника, доступным для современных лабораторий.

Продолжаются поиски возможных источников и приемников гравитационного излучения. Наиболее детальный анализ сделан Торном<sup>23</sup> для квадрупольных колебаний в ряде моделей нейтронных звезд. Периоды колебаний нейтронных звезд с массами  $M \ge 0.5 M_{\odot}$  в типичном случае ~ $10^{-3}$  сек и типичное время затухания ~0.1-10 сек. Сразу после образования нейтронной звезды от взрыва сверхновой она должна излучать энергию ~ $10^{52}$  эрг, в импульсе ~2 сек, в виде гравитационных волн частоты ~ $1 \kappa z u$ . Отметим, что многократные споры и сомнения относительно способности гравитационных волн цереносить энергию, по-видимому, в значительной степени устраняются в связи с появлением работы Бэрка и Торна<sup>95</sup>, показывающей наличие радиационного затухания в источнике за счет потерь энергии на гравитационное излучение.

Форвард и Берман <sup>24</sup> вновь исследовали излучение двойных систем (двойные нейтронные звезды; падение массы на коллапсирующую звезду) с точки зрения возможностей детектирования. Они подсчитали реакцию гравитационной антенны — две массы ~1 m на расстоянии ~1 m — и пришли к выводу, что доступно регистрации излучение от систем, расположенных в радиусе ~3000 световых лет от Земли. В этом районе нашей Галактики ~10<sup>5</sup> двойных звезд. (Отметим, что эта оценка сделана для систем с  $\tau \sim \tau^*$  и поэтому не является предельной.) Излучение от квазизвездных систем изучалось Куперстоком <sup>25</sup> для различных типов собственных колебаний.

Подробный обзор известных процессов, приводящих к генерации гравитационных волн, дал де Саббата <sup>26</sup>, добавив некоторые расчеты (совместно с Бокалетти и др. <sup>27</sup>). Уточняя старые оценки <sup>28, 29</sup> взаимных фотон-гравитонных превращений, авторы работ <sup>26, 27</sup> отметили, что эффект возрастает в присутствии больших масс типа квазаров и можно ожидать выхода гравитонов (за счет электромагнитного излучения квазаров)  $\sim 10^{28}$  эрг/сек. Квантовые оценки фотон-гравитонных превращений в электростатическом поле ядер также показали отсутствие сколько-нибудь значительного эффекта. Отметим, что подобная задача в классическом приближении и для схемы приемника была рассмотрена Лупановым <sup>30</sup>, исследовавшим генерацию электромагнитных волн конденсатором, помещенным в поле гравитационной волны. Результаты расчетов прогнозируют чувствительность не лучше, чем у детекторов механического типа.

Интересная дискуссия возникла вокруг проблемы обнаружения межзвездного гравитационного излучения по осцилляции интенсивности оптического излучения звезд. Подобно тому как атмосферные флуктуации вызывают звездные мерцания для наблюдателя на поверхности Земли, флуктуации гравитационного поля (которые можно описать эквивалентными флуктуациями показателя преломления межзвездного пространства) должны вызвать мерцания, видимые наблюдателем, находящимся за пределами атмосферы. При этом квазистатические изменения поля, связанные с движением масс во Вселенной, приводят к чрезвычайно длиннопериодным осцилляциям ~10<sup>4</sup> лет и поэтому ненаблюдаемы. В то же время вариации поля, вызванные, например, гравитационным излучением двойных звезд, будут иметь период ~3 час. Первые вычисления эффекта гравитационного звездного мерцания, по-видимому, выполнены Зипоем <sup>31</sup>. Недавно появилась весьма оптимистическая работа Винтерберга <sup>32</sup>, в которой, кроме того, предлагается использовать эффект мерцания для определения скорости распространения гравитационных волн. К сожалению, следует согласиться с замечаниями Зипоя и Бертотти <sup>33</sup> о том, что эффект флуктуаций интенсивности будет наблюдаться лишь во втором порядке (в приближении слабого поля). Оценки в работе <sup>32</sup> сильно завышены, поскольку сделанный там расчет в приближении скалярных волн игнорирует особенности структуры поля гравитационной волны.

В связи с открытием пульсаров сделаны первые попытки оценить их гравитационное излучение <sup>34, 35</sup>. По подсчетам Шкловского <sup>35</sup> пульсар в Крабовидной туманности, имеющей частоту модуляции электромагнитного излучения ~30 гц, должен излучать мощный поток гравитационных волн. Плотность потока гравитационного излучения от этого источника вблизи Земли должна составлять около 10<sup>-6</sup> эрг/сек · см<sup>2</sup> на частоте ~30 гц. Эта величина на три порядка больше, чем плотность потока излучения от наиболее «подходящих» двойных звезд.

В заключение отметим новый ротационный вариант приемника гравитационного излучения, предложенный в работе <sup>96</sup>. Плоская гравитационная волна, падая нормально к плоскости, в которой вращается некоторый квадруполь («гантель»), может либо ускорять либо замедлять его вращение, в зависимости от фазовых соотношений (частота волны вдвое должна превышать частоту вращения квадруполя). Можно представить себе два квадруполя, расположенных так, что волна ускоряет один и замедляет другой. Если слегка расстроить частоту вращения квадруполей от половинной частоты волны, возникнут биения: квадруполи во время вращения будут то сближаться, то удаляться. По оценкам <sup>96</sup> гантели с размерами  $l \sim 0.5 \, m$  и расстройкой  $\Delta f \approx 10^{-3} \, zy$  от частоты излучения будут испытывать биения с амплитудой  $\sim 10^{-12} \, cm$  (регистрируемая величина) под действием потока, ожидаемого от пульсара в Крабовидной туманности.

### III. ГРАВИТАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ Электромагнитного излучения в солнечной системе

И. Шапиро был предложен <sup>36</sup> (см. также работы <sup>37, 99</sup>) эксперимент, в котором можно было обнаружить следующее из ОТО замедление радиолокационного импульса электромагнитного излучения в гравитационном поле Солнца. Эксперимент должен был состоять в измерении времени задержки радиоизлучения, посланного с Земли и отраженного обратно от Венеры или Меркурия. Величина ожидаемого релятивистского запаздывания должна была составлять ~160 мксек для зондирующего луча, проходящего у края Солнца.

Предварительные результаты <sup>38</sup> при реализации эксперимента (его можно считать четвертым подтверждением ОТО) согласуются с расчетной величиной (достигнутая относительная точность ~20%)\*). Этот эксперимент является одним из наиболее сложных и трудоемких из выполненных за последние годы. Укажем основные параметры использованной аппаратуры и кратко остановимся на особенностях методики измерений.

<sup>\*)</sup> На конференции по релятивистской астрофизике в Далласе (1968 г.) И. Шапиро сообщил о том, что точность его измерения была повышена до 5%.

Наблюдения велись на двух радиотелескопах за Венерой и Меркурием в те периоды, когда эти планеты были близки к положению дальнего соединения (положение, в котором Солнце расположено между планетой и Землей на одной с ними линии). Мощность передатчика была около 300 квт, частота 7,84 Ггц стабилизировалась водородным мазером. Мощность отраженного сигнала ~10<sup>-21</sup> ет. Была применена техника оптимального выделения, сходная с техникой, разработанной во время первых радиолокационных исследований планет. Излучение передатчика подвергалось фазовому кодированию: каждые 60 *мксек* фаза излучения могла меняться на 180°, полная длина кодового цикла ~3,78 мсек (т. е. код имел 63 элемента). Передатчик непрерывно излучал в течение 30 мин (время, необходимое для возвращения «эхо-сигнала» от планеты в положении дальнего соединения), затем к антенне подключался приемник. Отраженный от разных частей планеты «эхо-сигнал» имел различные сдвиги частоты из-за допплер-эффекта. Цуг «эхо-сигнала», соответствующий отдельной кодовой ячейке, направлялся в многоканальный приемник, каждый из узкополосных каналов которого соответствовал определенному диапазону возможного допплеровского смещения частоты. Накопление сигнала происходило в двумерной матрице, число элементов которой равнялось произведению числа каналов на число кодовых ячеек.

Время задержки «эхо-сигнала», отраженного от планеты в дальнем соединении, находилось по функции взаимной корреляции между «эхосигналом» и эталонным сигналом, который получался также в виде двумерной матрицы, но в положении ближнего соединения (планета находится между Землей и Солнцем). В течение времени прохождения планетой положения дальнего соединения операция зондирования велась непрерывно и, таким образом, можно было следить за последовательными

изменениями задержки при приближении зондирующего луча к краю Солнца. Точность измерения задержки составляла  $\pm 10$  мксек.

Одновременно с измерениями задержки определялись параметры траекторий планет с помощью радарных и оптических методов. По этим параметрам рассчитывалось запаздывание «эхо-сигнала» без учета эффекта ОТО. Сопоставление расчетной величины задержки с наблюденной позволило вы-



делить релятивистскую добавку. Чтобы лучше оценить объем работы, укажем, что необходимо было знать 23 параметра («начальные» параметры Меркурия, Венеры, центра масс Земля — Луна и т. д.). Было использовано около 400 радарных и 6000 оптических измерений. Точность теоретических расчетов была на уровне ~1.10<sup>-10</sup>, а наиболее точных измерений ~5.10<sup>-9</sup> (отношение разрешения величины задержки ~10 мксек к 30 мин полной задержки). В качестве иллюстрации на рис. 5 приведены результаты измерений задержки «эхо-сигнала» при локации Меркурия вблизи двух последовательных дальних соединений. Сплошные ные кривые соответствуют теоретическому значению, экспериментальные точки представляют собой релятивистскую добавку, полученную с помощью описанного выше приема.

В заключение отметим, что рассмотренный эксперимент по проверке ОТО обладает известным недостатком: выделить эффект оказывается возможным лишь с привлечением расчетных значений. В этом отношении поставленный опыт сходен с измерением векового смещения перигелия Меркурия (также следующего из ОТО).

Сообщение <sup>39</sup> свидетельствует о том, что Шапиро с группой сотрудников Массачусетского технологического института планирует также измерение отклонения радиолуча, проходящего у края Солнца. Предлагается радиоинтерференционными методами контролировать расстояние между квазарами во время их сближения с Солнцем. Аналогичное предложение было высказано Чихачевым <sup>40</sup>. Известен ряд квазаров, которые в течение года оказываются по угловым координатам вблизи Солнца <sup>41</sup>. Малые угловые размеры этих объектов позволяют весьма точно определять их положение на небесной сфере. Измерительным инструментом может быть радиоинтерферометр. Для наблюдения разумно выбрать длину волны такую, чтобы эффект пропорционален  $\lambda^2$ ), а спектральная интенсивность излучения квазара еще достаточно велика. Такая оптимальная длина волны близка к  $\lambda \approx 2$  см. Полная вариация бф угловой координаты квазара по отношению к двум положениям — с Солнцем и без него — состоит из следующих основных частей:

$$\delta \varphi = \psi + \alpha_{\odot} + \beta_{\circ}; \tag{12}$$

здесь  $\psi$  — релятивистское отклонение электромагнитного луча в поле тяготения Солнца,  $\alpha_{\odot}$  — отклонение в солнечной короне,  $\beta_{\circ}$  — отклонение за счет рефракции в атмосфере Земли.

Угол  $\alpha_{\odot}$  сильно зависит от частоты (приближенная формула  $\alpha_{\odot} \approx \approx -af^{-2}$ , f - частота электромагнитной волны, a — некоторая постоянная). Величины  $\alpha_{\odot}$  и  $\psi$  имеют противоположные знаки. Используя частотную зависимость  $\alpha_{\odot}$ , можно исключить эффект рефракции в короне, проводя измерения на двух различных (но близких) частотах. Действительно, в этом случае

$$\psi + \beta_{\circ} = [f_1^2 \delta \varphi (f_1) - f_2^2 \delta \varphi (f_2)] / (f_1^2 - f_2^2).$$
<sup>(13)</sup>

(зависимость  $\beta_{\pm}$  (f) для близких частот не существенна). Разделить  $\psi$  и  $\beta_{\pm}$  можно, например, наблюдая одновременно за несколькими квазарами, расположенными на разных угловых расстояниях от края солнечного диска — для них  $\beta_{\pm}$  одинаковы, а  $\psi$  разные.

Требования к радиоинтерферометру определяются угловыми размерами квазаров и интенсивностью их излучения \*). Ширина диаграммы направленности  $\delta\theta$  интерферометра не должна превышать размеров источника ~0,1". Из известного соотношения  $\delta\theta'' = 206265 \ \lambda/D$  следует, что расстояние D между антеннами радиоинтерферометра должно быть не менее 40 км; при этом необходимо будет стабилизировать флуктуационные уходы фазы в соединительных цепях. Современный технический уровень позволяет осуществить стабилизацию с точностью ~10<sup>-5</sup> ширины лепестка <sup>42</sup>, что вполне достаточно для рассматриваемых целей. Спектральная плотность потока излучения квазаров в диапазоне  $\lambda \approx 2 \ см$ колеблется в интервале  $\tilde{Q} \sim 10^{-25} - 10^{-26} \ em/m^2 cu$  от объекта к объекту.

<sup>\*)</sup> Следующие ниже оценки принадлежат Б. М. Чихачеву.

Антенна с эффективной площадью приема  $s_0 \approx 500 \ m^2$  и приемное устройство с полосой  $\Delta f \approx 10^6 \ eq$  обеспечат входной сигнал на уровне  $p_s = \tilde{Q}s_0\Delta f = 5 \cdot (10^{-17} - 10^{-18}) \ em$ . Шумовой уровень квантового приемника с температурой  $T_{\rm m} = 100^\circ$  К и постоянной времени  $\tau = 10 \ cek$  имеет порядок

$$p_{\rm m} \approx \varkappa T_{\rm m} \left(\Delta f/\tau\right)^{1/2} \approx 5 \cdot 10^{-19} \, \text{sm.} \tag{14}$$

Таким образом, в принципе прием вполне возможен. Дополнительные трудности возникают из-за шумов Солнца, принимаемых боковыми лепестками диаграммы интерферометра. Однако анализ в работе <sup>40</sup> показывает, что эти и некоторые другие затруднения преодолимы. Одновременно подобный эксперимент дает информацию о физических свойствах солнечной короны.

Интерферометр с длинной базой можно также использовать для измерения отклонения радарного луча, отраженного от планет в дальнем соединении <sup>39</sup>.

Кроме этих экспериментов, подготавливается повторение эксперимента по отклонению электромагнитного луча в оптическом диапазоне <sup>39</sup>. Предполагается использовать следящий фотоэлектрический телескоп, разработанный в опытах Дике и Голденберга по наблюдению несферичности Солнца <sup>43</sup>. С помощью этой техники будет измеряться расстояние между двумя звездами в то время, когда Солнце проходит мимо; солнечный диаметр можно использовать в качестве масштаба длины. По-видииому, в этом варианте удастся преодолеть ряд систематических ошибок, присущих старым экспериментам, проведенным во время солнечных затмений.

Интересные экспериментальные данные в пользу ОТО сумели получить Арифов и Кадыев <sup>44</sup>, изучая каталоги годичных звездных параллаксов. Они обратили внимание на тот факт, что искривление траектории светового луча в поле тяготения Солнца меняет видимое положение звезды на небесной сфере и должно вносить поправку в величину звездного параллакса. Расчеты в рамках ОТО приводят к следующему выражению для годичного параллакса звезды:

$$p_{\text{Hafon}} \approx p_{\text{pean}} - \alpha r_0^{-1} \xi; \qquad (15)$$

здесь а — гравитационный радиус Солнца,  $r_0$  — радиус земной орбиты,  $p_{\text{набл}}$  — величина параллакса, измеряемая тригонометрическим способом,  $p_{\text{реал}} = r_0/R$  — истинное значение годичного параллакса звезды, находящейся на расстоянии R от Солнца,  $\xi$  — некоторый параметр, зависящий от гелиоцентрической эклиптикальной широты звезды  $\varphi_0$  и взаимного положения Земли, Солнца и звезды;  $\xi$  меняется в пределах  $1 \ll \xi \ll 1/\sin^2\varphi_0$ .

Из (15) следует, что, во-первых, релятивистские поправки уменьшают истинное значение параллакса; во-вторых, далекие звезды, для которых  $R > r_o^2/\alpha \approx 7.5 \cdot 10^{15}$  км, должны иметь принципиально отрицательные параллаксы. За подтверждением этих выводов авторы работы <sup>44</sup> обратились к каталогу параллаксов Йельской обсерватории <sup>45</sup>, который содержит 2289 звезды с годичными параллаксами, одновременно измеренными тригонометрическими и астрофизическими методами. Астрофизические методы (основанные, например, на зависимости интенсивности спектральных линий от абсолютной звездной величины и т. д.) дают значения параллаксов, свободные от релятивистских поправок, вызванных полем тяготения Солнца. Таким образом, эти значения, по-видимому, можно отождествлять с  $p_{\rm pean}$ . Далее можно составить разности астро-

4 УФН, т. 100, вып. 3

физических и тригонометрических значений и сравнить их с ожидаемой величиной  $\Delta = p_{\text{pean}} - p_{\text{набл}}$ . Теоретическое предсказание  $\Delta$  из формулы (15) следующее:  $\Delta \ge 0^{"},004$  (конкретное значение зависит от параметра §). Данные каталога <sup>45</sup> — средние значения по различным положениям Земли на солнечной орбите. Выделяя 135 звезд, для которых тригонометрические и астрофизические параллаксы измерены с равными абсолютными опшбками, Арифов и Кадыев нашли среднее значение (с учетом знака разности  $\Delta$ )  $\overline{\Delta} \approx + 0^{"},004$ , что согласуется с теорией. Отметим, что систематическое отклонение спектральных параллаксов от тригонометрических в сторону увеличения было отмечено еще Адамсом и Джоем в 1917 г. <sup>46</sup>, но интерпретации не было дано.

Второй теоретический вывод -- существование отрицательных параллаксов далеких звезд — количественно подтвердить не удалось. Авторы работы 44 довольствуются скромным выводом об отсутствии опровергающих теорию данных. В то же время сам факт наличия отрицательных параллаксов не вызывает сомнения: в каталоге <sup>45</sup> из 72 звезд с  $p_{\text{реал}} \leqslant$ < 0",004 звезд с существенно отрицательными параллаксами (с малыми ошибками измерений) около 11%. До сих пор отрицательные значения в величине параллаксов интерпретировались только как результат измерительных недоразумений. Арифов и Кадыев, по-видимому, первые связали этот факт с релятивистскими эффектами. Геометрическая интерпретация отрицательного параллакса следующая: сумма углов параллактического треугольника, образованного звездой и, например, двумя противоположными точками земной орбиты (точки наблюдения), оказывается больше л. Действительно, реально в точках наблюдения измеряются углы  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  между направлениями на Солнце и на звезду. Параллактический угол определяется как разность  $\pi - (\alpha_1 + \alpha_2)$ . Таким образом, его отрицательная величина фактически означает отклонение геометрических закономерностей пространства от законов евклидовой геометрии.

На данном этапе целесообразно проведение новых, более точных параллактических измерений с исследованием зависимости величины  $\Delta$  от широты звезды  $\varphi_0$  для фиксированной конфигурации Земли, Солнца и звезды.

Новые возможности для исследования общерелятивистских закономерностей распространения электромагнитных волн в гравитационном поле (и других релятивистских эффектов) возникают в связи с открытием стабильных космических источников импульсного радиоизлучения пульсаров. Каунселман и Шапиро<sup>47</sup>, а также Ричард<sup>48</sup> отметили, что эффект задержки электромагнитной волны в поле Солнца может быть зарегистрирован, если непрерывно следить за частотой излучения пульсаров во время прохождения им положения дальнего соединения.

Несколько отличен подход Хоффмана<sup>49</sup>, предложившего сравнивать частоту излучения пульсара с земными атомными стандартами частоты в процессе движения Земли по орбите вокруг Солнца. В течение года благодаря эксцентриситету земной орбиты Земля оказывается в точках с разным гравитационным потенциалом и частота земного стандарта должна будет меняться. Хоффман оценивает вариацию частоты на уровне 3.3.10<sup>-10</sup>; с учетом эффекта СТО, связанного с изменением скорости Земли, он на уровне 4.9.10<sup>-10</sup>. Оценка стабильности излучения пульсаров <sup>50</sup> в настоящее время не хуже ~10<sup>-9</sup>.

Наконец, следует сказать о предложениях, связанных с использованием искусственных спутников. Согласно варианту Эшлемана <sup>51</sup> можно было бы провести эксперимент (аналогичный работе <sup>38</sup>) по измерению задержки радарного импульса, отраженного от искусственного планетного или солнечного спутника. Такой спутник, имея собственный ретранслятор, представлял бы мишень с существенно более точно определенными координатами, чем планеты. Национальный комитет по исследованию космоса в США планирует установить необходимую аппаратуру на борту очередного «Маринера», который будет запущен на орбиту вокруг Марса в 1971 г.

#### 1. Релятивистская прецессия гироскопа

С помощью искусственных спутников может быть осуществлена также программа Шиффа, на которой интересно остановиться более подробно. Еще в 1960 г. Шифф<sup>52, 53</sup> предложил экспериментальное наблюдение общерелятивистских закономерностей в движении свободно падающего гироскопа. Не выписывая последовательное решение этой задачи, которое можно найти в книге<sup>54</sup>, приведем только конечные результаты.

Шаровой волчок, совершающий орбитальное движение в гравитационном поле вращающегося вокруг своей оси центрального тела, должен испытывать релятивистскую прецессию с частотой  $\Omega_E$ . В отсутствие каких-либо сил негравитационной природы

$$\Omega_E = \Omega_1 + \Omega_2, \qquad (16)$$
  

$$\Omega_1 = (3Gm/2c^2r^3) [\mathbf{rv}], \qquad \Omega_2 = (GI/c^2r^3) (3\mathbf{r}^{-2}\boldsymbol{\omega}\mathbf{r} - \boldsymbol{\omega});$$

здесь r, v — соответственно радиус-вектор центра инерции волчка и его скорость, m,  $\omega$ , I — масса, угловая скорость, момент энергии центрального тела.

Первый член в формуле (16) связан с неньютоновостью центральносимметричного поля (см. работу <sup>55</sup>). Второй член в выражении (16) появ-

ляется вследствие вращения центрального тела (см. работу 56). Следуя Шиффу, представим себе два гироскопа. врашающихся на полярной орбите вокруг Земли (земная ось лежит в плоскости орбиты; рис. 6). В этом случае прецессия гироскопа со спином, параллельным моменту Земли, будет определяться только величиной  $\Omega_1$ , а прецессия гироскопа, спин которого перпендикулярен к плоскости орбиты, - только Ω<sub>2</sub>. По оценкам Шиффа на орбите с высотой ~800 км первый эффект должен привести к отклонению спина гироскопа на ~7 угл. сек в год, второй, более слабый, -- к отклонению на ~0,05 угл. сек в год.



Предполагаемые параметры гироскопа следующие: это кварцевый шар с диаметром ~4 см и частотой вращения ~300 об/сек.

Экспериментальная техника, необходимая для реализации этого опыта, развита Эвериттом и Фейрбэнком <sup>57</sup>. В принципе эксперимент должен заключаться в сравнении ориентации спина гироскопа с неко-

4\*

торым фиксированным направлением, например, на заранее выбранную звезду. Однако ситуация сильно осложняется тем, что измерения должны проводиться в условиях искусственного спутника (в земных условиях эффект в 15 раз меньше и, кроме того, присутствует масса возмущающих факторов). Требования к посторонним возмущениям очень жесткие: ускорение  $<10^{-4}$  см/сек, магнитные поля  $<10^{-6}$  гс, газовое давление  $<10^{-7}$  mop, электрические поля  $<10^2$  в/см; требования к качеству изготовления гироскопа: степень несферичности <10-6, однородность по плотности <10<sup>-5</sup>. Эверитт и Фейрбэнк нашли, что выполнение этих условий может быть обеспечено с помощью криогенной техники. По этому проекту кварцевый гироскоп покрывается тонким слоем сверхпроводящего материала и вместе с металлическим экраном помещается в гелиевый дьюар. Тело гироскопа электростатически поддерживается в центре экрана и раскручивается слабыми газовыми струями. Сверхпроводящий экран благодаря эффекту квантования магнитного потока в сверхпроводниках 58 обеспечивает необходимый низкий уровень посторонних магнитных возмущений. Телескоп также должен находиться в дьюаре: в этом случае гелиевая температура обеспечивает отсутствие заметных термоупругих эффектов, нарушающих жесткую связь (в пределах 0",04) телескопа с гироскопом.

Весьма сложна также проблема измерения отклонений оси гироскопа: обычный способ наблюдения за отметкой на его поверхности непригоден из-за высоких требований к однородности тела гироскопа (неоднородность привела бы к наличию возмущающих моментов вследствие градиента земного поля). Эверитт и Фейрбэнк нашли оригинальное решение - следить за ориентацией магнитного момента, присущего сверхпроводящему вращающемуся телу, так называемого «момента Лондона» (см. 59), направление которого совпадает с направлением оси гироскопа. Сверхпроводящий магнетометр, пригодный для этой цели, был разработан ранее 60. Поскольку необходимо измерять только изменение взаимной ориентации гироскопа по отношению к телескопу, требования к стабилизации положения самого спутника в пространстве не слишком велики. Допустимые качания определяются величиной отклонения, при котором выбранная звезда выходит из поля зрения телескопа. При разумной аппаратуре телеобъектива (~11 см) Эверитт и Фейрбэнк дают оценку точности стабилизации спутника, равной ±5 угл. сек по углу и 0,1 угл. сек на 1 сек по скорости. Такая стабилизация может быть обеспечена следящей системой, управляющей газовыми струями гелия, испаряющегося из того же дьюара, в который помещена вся система. Вычисления показывают. что в этом случае реактивный импульс может в 40-80 раз превышать все остальные возмущения, которым подвержен спутник. Аберрация звезды, на которую направлен телескоп, может быть очень точно рассчитана, и таким образом может быть проведена калибровка системы. Испытание описанной криогенной аппаратуры на спутнике намечено на 1970-1971 гг., а сам эксперимент планируется выполнить в 1973 г.

Недавно Шифф<sup>61</sup> пришел к выводу, что гироскопический эксперимент может быть дополнен испытанием еще одного общерелятивистского эффекта. Как было отмечено более 30 лет назад Матиссоном<sup>62</sup>, вращение тел приводит к отклонению траектории их движения от геодезических линий, по которым двигались бы в поле тяжести те же самые тела в отсутствие вращения. Согласно вычислениям Шиффа негеодезические особенности движения свободного гироскопа, расположенного внутри спутника, движущегося по круговой орбите, должны проявиться в наличии периодического ускорения (на частоте обращения спутника) центра инерции гироскопа относительно корпуса спутника. Амплитуда этого ускорения должна достигать величины  $\sim 10^{-17}$  см/сек<sup>2</sup>, но в среднем по орбите эффект равен нулю. Однако если орбита эллиптическая, имеет место монотонное изменение скорости центра инерции гироскопа и соответственно его положения по отношению к спутнику. Оценка этого смещения имеет порядок  $\sim 4 \cdot 10^{-4}$  y<sup>2</sup> см, где y — число лет. Эффект достаточно велик, чтобы быть измеренным, однако при этом необходимо обеспечить высокую стабильность параметров самой орбиты.

Наблюдение релятивистской прецессии гироскопа интересно также с точки зрения сопоставления ОТО с другими теориями.

Одним из наиболее часто цитируемых вариантов гипотетических теорий, конкурирующих с ОТО, является вариант Брэнса — Дике 63, в котором наряду с тензорным (эйнштейновским) рассматривается также скалярное поле. Специфический для этой теории параметр ω характеризует отношение сил взаимодействия с тензорным и со скалярным полями. Предварительная оценка константы  $\omega \ge 6$  сделана Брэнсом и Дике так, что теория объясняет эффект гравитационного красного смещения, а совпадение смещения перигелия Меркурия с известным релятивистским значением находится в пределах 8%. По Брэнсу и Дике прецессия перигелия Меркурия равна 39,6 угл. сек в столетие — на 3,43 угл. сек меньше эйнштейновской величины. Последние эксперименты Дике и Гольденберга <sup>64</sup>, обнаружившие несферичность Солнца (разность полярного и экваториального радиусов ~35 км), как будто позволяют объяснить недостающие З",43 наличием квадрупольного момента Солнца. Однако, как справедливо было замечено О'Коннелом 65, поверхностная сплюснутость еще ничего не говорит о распределении внутренних масс, ответственных за вклад в квадрупольный момент (конечно, если сплюснутая поверхность не является эквипотенциальной). Таким образом, эксперимент 64 не является достаточно критичным по отношению к выбору между двумя теориями. Точности опыта Шапиро и др. <sup>38</sup> также недостаточно для однозначных выводов.

По мнению О'Коннелла<sup>65</sup> и Шиффа<sup>53</sup>, наблюдение эффектов гироскопической прецессии может оказаться решающим экспериментом в пользу одной из сторон. Поясним это обстоятельство. Как показано в работе<sup>65</sup>, прецессия свободного гироскопа в рамках теории Брэнса — Дике для слабого поля описывается уравнением

$$\Omega_{\mathrm{EII}} = \left(\frac{4-3\omega}{6-3\omega}\right) \Omega_1 + \left(\frac{3+2\omega}{4+2\omega}\right) \Omega_2, \tag{17}$$

т. е. отличие от эйнштейновского соотношения (16) заключается в небольших численных коэффициентах. Если положить, как следует из экспериментов Дике и Гольденберга, ω = 6, то

$$\Omega_{\mathrm{E}\mathrm{J}} = \frac{11}{12} \, \Omega_1 + \frac{15}{16} \, \Omega_2.$$

Для ожидаемой величины  $\Omega \approx 7$  угл. сек в год точности отсчета между 0",01 и 0",001, гарантируемой в работе <sup>57</sup>, вполне хватает, чтобы заметить разницу между  $\Omega_{\rm E}$  и  $\Omega_{\rm Ed}$ . Добавим, что согласно работе <sup>100</sup> наблюдая эффект прецессии, можно также отличить ОТО от линейных теорий гравитации.

# 2. Принцип эквивалентности

Как известно, принцип эквивалентности лежит в основе построений ОТО. В связи с этим нет нужды подчеркивать необходимость надежной экспериментальной базы, подтверждающей это положение. Эйнштейн <sup>66</sup> сформулировал принцип как эквивалентность инерциальной системы отсчета в однородном гравитационном поле и в некоторой равноускоренной системе отсчета (с ускорением g силы тяжести гравитационного поля). В последние годы, вслед за Дике<sup>67</sup>, часто разделяют это утверждение на два:

а) Слабый принцип эквивалентности: в гравитационном поле, в области, где можно пренебречь градиентом поля  $\left(\frac{\partial g}{\partial l} l^2 \ll c, l$  — размеры области), все тела движутся по одним и тем же траекториям (конечно, при одинаковых начальных условиях и в отсутствие негравитационных сил).

б) Сильный принцип эквивалентности: с теми же ограничениями все физические законы одинаковы во всем пространственно-временном континууме.

С экспериментальной точки зрения эти положения проверяются, в частности, испытанием равенства (или постоянства отношения) инертной  $m_u$  и гравитационной  $m_r$  масс тела. Действительно, при этом выполняется первое утверждение — в уравнении движения  $m_u a = m_r g$  можно сократить массы. Справедливость второго утверждения можно видеть, если учесть, что инертная масса содержит вклады энергий всевозможных взаимодействий частиц тел: если отношение  $m_u/m_r$  не меняется от точки к точке, то и соотношение сил различных взаимодействий должно сохраняться во всем пространстве.

Долгое время единственным классическим экспериментом, устанавливающим равенство инертной и гравитационной масс, являлись опыты Этвеша <sup>68</sup>, в которых измерялось ускорение тел различной внутренней структуры в поле тяжести Земли. Равенство  $m_{\rm M}$  и  $m_{\rm T}$  было проверено с точностью до восьмого знака (например, для магналия (90% Al + + 10% Mg) и платины). В течение 1961—1963 гг. эксперимент был повторен Дике с сотрудниками <sup>69, 70</sup> — ускорение тел измерялось в поле Солнца и точность была доведена до уровня  $\sim 10^{-11}$  (для алюминия и золота).

При оценке этих опытов не раз подчеркивалось <sup>71, 72</sup>, что полученные результаты подтверждают сильный принцип эквивалентности только в ограниченном смысле, а именно, с точностью до слабых и гравитационных взаимодействий. Если бы взаимодействие, меняя инертную массу тел, не вносило соответствующего изменения в гравитационную массу, это было бы обнаружено в экспериментах типа Этвеша — Дике. Точность  $\sim 10^{-11}$  позволяет с большим запасом распространить сильный принцип эквивалентности на сильное и электромагнитное взаимодействия, однако еще ничего нельзя сказать в отношении слабого и гравитационного взаимодействий.

Наряду с экспериментами типа Этвеша — Дике весьма интересны прямые измерения ускорения силы тяжести свободных нейтральных и заряженных частиц и фотонов. Именно в этом направлении были достигнуты успехи в последние годы.

Гравитационное ускорение свободных нейтронов измерялось в работе <sup>73</sup>. Идея опыта состояла в наблюдении эффекта «провисания» пучка нейтронов в поле тяжести Земли. Авторы работы <sup>73</sup> весьма удачно применили разделение пучка по скоростям. В эксперименте быстрые нейтроны, испытывающие чрезвычайно малое, практически несущественное, отклонение под действием тяготения, были использованы в качестве системы отсчета для измерения величины «провисания» медленных нейтронов.

Схематическая диаграмма эксперимента изображена на рис. 7. Поток нейтронов из ядерного реактора проходил через коллимационное устрой-

ство с диафрагмами ~0,02 см, причем специальные меры принимались для устранения дифракционных эффектов. После пролета длинной эвакуированной базы длиной ~180 м поток достигал регистрационного пункта. Ожидаемая величина отделения высокоскоростных частиц от медленных составляла ~10-20 см. Две раздельные диафрагмы и два детектора служили для регистрации обеих компонент. Бораловые фильтры (Al с 20%-ным содержанием B), расположенные на пути скоростного



Рис. 7.

пучка, выделяли достаточно быстрые частицы, заметно не отклоняющиеся в поле тяжести. Перед детектором медленных частиц помещался бериллиевый фильтр, назначение которого разъясняется ниже. Детекторы тщательно изолировались друг от друга массивным экраном из B<sub>4</sub>C. Вся конструкция (диафрагмы, детекторы, экраны) могла перемещаться по вертикали на расстояние ~10 см со скоростью 1,9 см/мин. Результаты счета нейтронов записывались системой многоканальной памяти, причем каждому пространственному положению системы соответствовал свой фиксированный набор каналов (всего ~500 каналов, разделенных поровну между верхним и нижним детекторами).

Чтобы судить о гравитационном ускорении нейтронов по экспериментально измеренному высотному распределению частиц в конце пролетной базы, необходимо дополнительно точное знание скоростей частиц, хотя бы для одной конкретной высоты. С этой целью и был применен дифракционный фильтр из поликристаллического бериллиевого блока, расположенного перед детектором медленных частиц. Благодаря брэгговскому рассеянию на кристаллических структурах (100) и (002) этот фильтр обеспечивал возможность точного определения углового положения нейтронов со скоростями  $V_1 = h/2m_{
m H}d_{100}$  и  $V_2 = h/2m_{
m H}d_{002}$  (здесь  $d_{100}$ и  $d_{002}$  — постоянные соответствующих кристаллических решеток,  $m_{
m H}$  – масса нейтрона, h — константа Планка). Действительно, фильтр пропускает только те нейтроны, которые не испытывают отражения под брэгговским углом  $\sin \theta = \lambda/2d_{ikl}$ , где  $\lambda = h/m_{\rm H}v$  — дебройлевская длина волны нейтрона. Для нейтронов с  $\lambda \geqslant 2d$  ( $v < h/2m_{\rm H}d_{ikl}$ ) процесс рассеяния резко обрывается и они проходят к детектору. В месте расположения регистрационного пункта нейтроны, уже испытавшие действие земного ускорения, распределяются по высоте так, что с увеличением λ (уменьшением скорости) возрастает глубина «провисания». В этой ситуации детектор, стоящий после бериллиевого фильтра, перемещаясь сверху вниз, должен зарегистрировать резкий рост интенсивности пучка в двух критических точках, которые соответствуют координатам нейтронов со скоростями v<sub>1</sub> и v<sub>2</sub>. Эти срывы должны были бы наблюдаться на фоне небольшого общего спада, связанного с уменьшением интенсивности основного пучка по мере увеличения λ (левый склон максвелловского распределения).

На рис. 8, а приведена соответствующая экспериментальная кривая. Конечная крутизна подъема в области критических точек связана с конечными размерами входных диафрагм детектора (критической координате отвечает середина подъема). Результаты регистрации быстрых частиц проиллюстрированы на рис. 8, б. Номер канала однозначно определяет вертикальную координату; таким образом (см. кривые), величина разнесения S быстрых и медленных пучков могла быть определена. Из сопоставления с расчетной величиной типа  $S = g_{\rm H}(m_{\rm H}\lambda h^{-1})^2 l^2/2 (l - дли$ на пролетной базы) делалась оценка гравитационного ускорения свободных нейтронов:

$$g_{\rm H}(002) = 973 \pm 7.4 \ cm/ce\kappa^2, g_{\rm H}(100) = 975.4 \pm 3.1 \ cm/ce\kappa^2.$$
(18)

Местная величина ускорения свободного падения  $g \approx 979,74$  см/сек<sup>2</sup>. Таким образом, эксперимент с точностью не хуже 1% показывает соот-



ветствие гравитационного ускорения свободных нейтронов нормальному ускорению свободного падения.

Применение двухструктурного дифракционного фильтра в пучке медленных нейтронов позволило авторам эксперимента проверить эффект вариации g<sub>н</sub> для частиц с различной ориентацией спина. В магнитном поле Земли пучок нейтронов расщепляется на два пучка со спинами  $\pm 1/2$ . Если бы существовала спиновая форма анизотропия g<sub>H</sub>, кривой (см. рис. 8, а) в области максимумов была бы более сложной. Однако ширина экспериментальной ступеньки хорошо описывалась геометрией диафрагм. Отсюда в работе <sup>73</sup> сделан вывод, что эффект, если и существует, чрезвычайно мал — на уровне, не превышающем нескольких процентов.

Этот результат интересен в связи с тем, что в последнее время в ряде

работ <sup>73</sup>, <sup>74</sup> были высказаны гипотезы о возможных гравитационных эффектах, связанных с поляризацией ядер, а также предложены модели гравитационного взаимодействия <sup>75</sup>, из которых следуют такие эффекты. Морган и Перес <sup>74</sup> показали, что отсутствие влияния ориентации спинов ядер на уровне дефекта массы в опытах Этвеша — Дике может служить подтверждением сильного принципа эквивалентности. Экспериментально спиновая анизотропия гравитации исследовалась также в работе <sup>76</sup>, где с помощью чувствительных весов измерялась вариация веса образцов, помещенных в медленно меняющееся резонансное (по отношению к частоте весов) магнитное поле. Точность измерений ограничивалась степенью однородности магнитного поля. Спиновые гравитационные эффекты не были зарегистрированы на уровне  $\Delta p/p \approx 6 \cdot 10^{-10}$  для  ${}_{13}$ Al<sup>27</sup> и  $\Delta p/p \approx \approx 4 \cdot 10^{-9}$  для  ${}_{14}$ H<sup>1</sup>.

В связи с проблемой разделения материи и антиматерии в космологических масштабах известен целый ряд высказываний <sup>77-79</sup>, предполагающих наличие «отрицательных» гравитационных свойств у антивещества. Поскольку инертная масса античастиц положительна (о чем с большой точностью свидетельствуют эффекты аннигиляции и отклонения античастиц в электромагнитных полях), существование «отрицательной» гравитационной массы у античастиц означало бы нарушение принципа эквивалентности. Оценка вклада позитронов, возникающих в результате поляризации вакуума в кулоновском поле ядра, в инертную массу атома сделаны Шиффом в работе <sup>72</sup>. Его расчеты показали, что этот вклад (порядка  $m_{e^+}$  (Z/137)<sup>2</sup>, где Z — заряд ядра) был бы обнаружен в опытах Этвеша — Дике (в случае «отрицательных» гравитационных свойств). Этот факт указывает на то, что позитрон имеет нормальную гравитационную массу.

Прямой эксперимент заключался бы в сравнении ускорения частиц и античастиц в поле Земли. Уиттборн и Фейрбэнк <sup>80</sup> осуществили недавно первую (более легкую) часть такого эксперимента — измерили ускорение свободного падения электронов. Метод измерения состоял в изучении времен пролета электронов, свободно падающих в вертикальном металлическом цилиндре.

Предварительные расчеты Шиффа и Барнхилла<sup>81</sup> показали, что перераспределение собственных электронов в металлическом цилиндре под действием земного тяготения создает внутри цилиндра электрическое однородное поле  $\mathbf{E} = m_e \mathbf{g}/e$  ( $m_e$ , e — масса и заряд электрона). Для электронов, находящихся на оси цилиндра, это поле точно компенсирует ускорение силы тяжести. Таким образом, в отсутствие посторонних возмущений полное ускорение электронов внутри цилиндра равно нулю, в то время как позитроны должны были бы двигаться с ускорением 2 $\mathbf{g}$ .

Основной проблемой при проведении такого эксперимента является задача устранения всех посторонних полей на уровне  $m_eg/e \approx 5.6 \times \times 10^{-13}$  е/см. Прежде всего это относится к полю электростатического изображения в стенках цилиндра и областях, близких к катоду (инжектору) и детектору электронов. Для уменьшения этих эффектов необходимо было выдержать внутренний диаметр длинной медной трубки (~1 м), окружавшей район падения электронов, с весьма высокой точностью ( $\pm 0,0003$  см при диаметре d = 5 см); при этом вертикальная компонента поля изображения в стенках трубки оказалась достаточно малой. Потенциалы в районе катода и детектора примерно пропорциональны exp (-24z/a) (z — расстояние до ближайшего конца трубки) и могли быть уменьшены до необходимой величины подбором z.

Схема рабочей камеры в эксперименте Уиттборна и Фейрбэнка показана на рис. 9. Электроны удерживались на оси камеры магнитным полем коаксиального соленоида. Все устройство помещалось в гелиевую ванну. Гелиевая температура обеспечила выполнение сразу нескольких необходимых условий. Во-первых, температурные градиенты окружающих стенок не могли превышать  $10^{-3} \ zpad/cm$  — это означает, что перепады термо-потенциалов были меньше  $10^{-13} \ e/cm$  (коэффициент Томсона для меди при  $4.2^{\circ}$  К составляет  $\sim 10^{-6} \ e/zpad$ ). Во-вторых, сверхпроводимость соленоида обеспечивала высокую стабильность управляющего магнитного

поля,  $\Delta H/H \sim 10^{-4}$ . В-третьих, необходимо вымораживание молекул остаточного газа для поддержания вакуума на уровне  $\sim 10^{-11}$  mop, при котором можно пренебречь влиянием электронно-молекулярных столкновений на движение электронов. Наконец, в-четвертых, вариации поверхностного потенциала стенок, вследствие случайных неоднородностей кристаллической структуры, достигающие при комнатной температуре



Рис. 9.

~10<sup>-3</sup> эв, оказались меньше величины ~10<sup>-13</sup> в/см, благодаря тонкой водородно-гелиевой пленке, покрывающей стенки камеры при вымораживании остаточного газа. Таким образом, все посторонние электростатические поля были меньше критического поля Шиффа — Барнхилла (ШБ).

В то же время неполное магнитное экранирование допускало наличие магнитных градиентов внешнего магнитного фона ~0,5 гс/см. из-за В общем случае на электроны, обладающие спиновым и орбитальным магнитными моментами, в таком поле должна действовать вертикальная сила по крайней мере в несколько meg, за исключением электронов, для которых орбитальный момент точно компенсирует спиновый: именно такие электроны могут быть использованы для измерений. Отбор электронов в «основном» состоянии (без магнитного момента) в эксперименте 80 осуществлялся наложением сильного магнитного поля (~7000 гс) в области катода. Тем самым производилась пространственная сортировка электронных сгустков, летящих к детектору, соответственно их начальным скоростям и величине поля. Последними достигали детектора электроны в основном состоянии. Детектором являлся электронный умножитель. После

ряда вспомогательных электронных блоков сигнал поступал на запоминающее устройство, которое фиксировало временное распределение электронов, прибывающих после каждого отдельного импульса с катода. Импульс содержал в среднем ~10<sup>9</sup> электронов со средней энергией ниже ~10<sup>-9</sup> эв.

Фактически было интересно время  $t_{\max}$  пролета самых медленных электронов (в «основном» состоянии), которое экспериментально соответствует времени, прошедшему от начала импульса до того момента, когда интенсивность входного сигнала выйдет на постоянный уровень фона. В процессе эксперимента оказалось удобным создавать хорошо известное слабое однородное электрическое поле  $E_0$  в зоне пролета электронов тогда оценку значения  $t_{\max}$  можно было получить с помощью формулы

$$t_{\max} = [2hm_e/(m_eg_e - eE_{\text{IIIE}} - eE_0)]^{1/2};$$
(19)

здесь  $g_e$  — ускорение силы тяжести для электрона,  $E_{\rm IIIB}$  — поле Шиффа — Барнхилла, h — длина пролета. Из формулы (19) виден смысл включения в эксперимент поля  $E_0$  — проводя измерения при двух разных значениях  $E_0$ , можно определить массу исследуемых частиц  $m_e$  и значение разности ( $m_e g_e$  —  $e E_{\rm IIIB}$ ).

Конечно, изложенная схема только в принципе представляет ход анализа экспериментальных данных — реально проведенный Уиттборном и Фейрбэнком анализ намного сложнее. Это связано с учетом ошибок, вносимых статистическими флуктуациями счетчиков и фонового уровня, а также краевыми эффектами, нарушающими однородность поля вблизи катода, концов пролетной трубки и т. д. Не останавливаясь подробно на технике фактического анализа, приведем только конечные результаты. На рис. 10 приведен график зависимости  $F = m_e g_e - e E_{\rm IIIE} - e E_0$ от величины поля  $E_0$ . Сплошная прямая соответствует теоретическому

значению  $F = eE_0$ ; экспериментальные точки получены методом наименьших квадратов, проведенцифровой вычислительной ным машиной по результатам анализа временных распределений электронов (от 10 000 отдельных измере-Как видно из рис. 10, ний). разность  $m_e g_e - e E_{IIIE}$  весьма мала. Среднее значение  $\overline{m_e g_e} - eE_{\text{ШБ}} =$  $= 0.13 \cdot 10^{-10}$ эв/см, а среднее квадратичное отклонение (с учетом ошибок в измерении h, E<sub>0</sub> и  $t_{\rm max}$ ) равно  $0.51 \cdot 10^{-10}$  эв/см  $\approx$ ≈ 0,09 mg. Таким образом, вертикальная компонента силы, действующей на электрон, падающий вдоль оси вертикальной металлической трубки, менее 0,09 mg (из-



Рис. 10.

мерения  $m_e$  дали значение массы электрона), в согласии с вычислениями в работе <sup>81</sup>. Это также означает, что гравитационное ускорение электронов внутри металла такое же, как в вакууме. (При обсуждении этого эксперимента в литературе <sup>82, 83, 61</sup> остался невыясненным вопрос об отсутствии влияния деформационного поля ионов (под действием тяжести), которое не компенсируется полностью изменениями локальной работы выхода. Наиболее вероятной причиной считается эффект экранирования поверхности слоем, который, по-видимому <sup>84</sup>, не испытывает деформации.)

Эксперимент с позитронами в настоящее время находится в стадии подготовки <sup>61</sup>. Как недавно предложил Хелд <sup>84</sup>, влияние стенок должно уменьшить ускорение позитронов от 2g до g. Наконец, экспериментом, доказывающим нормальное ускорение силы тяжести Земли для фотонов, является опыт Паунда и Ребки <sup>85</sup>. Фотоны обладают нормальным g в поле тяжести Земли с точностью не хуже 0,1%, достигнутой в последних измерениях <sup>86</sup>.

Итак, в настоящий момент имсются экспериментальные доказательства равенства инертной и тяжелой масс для обычных тел, нейтральных и заряженных элементарных частиц и фотонов. Следует отметить, что эти данные касаются инертной и так называемой «пассивной» гравитационной массы. По-видимому, вслед за Бонди <sup>87</sup> в физической литературе часто принято разделять понятие гравитационной массы на два: на «пассивную», как величину, пропорциональную силе, действующей па тело в гравитационном поле ( $\mathbf{F} = -m$  grad  $\varphi$ ,  $\varphi$  — гравитационный потенциал), и «активную»— пропорциональную силе, действующей со стороны гравитирующего тела. «Активная» гравитационная масса характеризует способность тела создавать гравитационное поле, это та масса, которая входит, например, в уравнение Пуассона. Фактически такое разделение затрагивает два фундаментальных закона — третий закон Ньютона и принции эквивалентности. В классической механике, постулирующей третий закон Ньютона, «пассивная» и «активная» гравитационные массы тождест-

венны, а их равенство инертной массе представляет собой отдельный эмпирический факт. Теория относительности кладет в основу принцип эквивалентности, не фиксируя специально соотношения, подобного третьему закону Ньютона. В связи с этим экспериментальная проверка равенства (или постоянства отношения) «активной» и «пассивной» гравитационных масс тел не лишена интереса. Вплоть до последнего времени судить о соотношении «активной» и «пассивной» гравитационных масс тел можно было только на основании измерений гравитационной постоянной G. В основном — это эксперименты типа опыта Кавендиша, в которых обычно измеряется крутящий момент, создаваемый действием сил притяжения между некоторым массивным телом и малыми пробными массами, укрепленными на концах коромысла крутильных весов. Гравитационная постоянная может быть вычислена, если даны пробные массы, геометрия опыта и жесткость крутильного подвеса. Величины пробных масс определяются точным взвешиванием, и, следовательно, в оценке G участвуют «пассивные» — пробные массы. С другой стороны, величина угла закручивания коромысла определяется действием «активной» массы большого тела. Если отношение «активной» массы к «пассивной» меняется в зависимости от внутренней структуры тел, то результаты измерения должны зависеть от используемых веществ. Анализ существующих данных по измерению G с различными веществами <sup>88</sup> показывает, что G остается постоянной с точностью ~3·10-3. С этой же точностью можно было утверждать равенство «пассивной» и «активной» гравитационных масс тел. Эта цифра была недавно улучшена в экспериментах Крейзера 88. Его оценка верхней границы различия в отношении «активной» и «пассивной» масс такова:  $\Delta m/m \leqslant 5 \cdot 10^{-5}$ . Кроме выполненных экспериментов, на сегодняшний день имеется ряд предложений, связанных с испытанием принципа эквивалентности на уровне более глубоких порядков.

Опыты Этвеша — Дике устанавливают справедливость сильного принципа эквивалентности с точностью до слабых и гравитационных взаимодействий. Именно на этом уровне целесообразны дальнейшие эксперименты. Например, это могут быть эксперименты с космическими телами, ибо внутренняя гравитационная энергия лабораторных тел слишком мала: отношение внутренней гравитационной энергии к полной энергии тела массы *m* и радиуса *a* есть  $\Delta = Gm^2a^{-1}/mc^2 = Gm/c^2a \leq 10^{-25}$ для тел лабораторных размеров. Положение меняется при переходе к космическим объектам.

Напомним предложение Дике <sup>67</sup>, сделанное им несколько лет назад и вновь рассмотренное в работе <sup>89</sup>, относительно наблюдения аномалий в движении Юпитера, которые должны возникнуть, если внутренняя гравитационная энергия планеты не дает вклада в гравитационную массу. С точностью до эксперимента Этвеша — Дике можно записать

$$m_{\mathbf{r}}/m_{\mathbf{z}} = \mathbf{1} + \eta \Delta, \tag{20}$$

где  $\eta$  — коэффициент порядка единицы, характеризующий степень нарушения эквивалентности масс. В случае  $\eta = 1$  для Солнца  $\Delta_{\rm C} \approx 10^{-5}$ , а для Юпитера  $\Delta_{\rm HO} \approx 10^{-18}$ . Если вклад гравитационной энергии в тяжелую массу отсутствует ( $\eta = 1$ ), соответствующие поправки должны быть введены, например, в третий закон Кеплера:

$$4\pi^2 R^3/T^2 \approx G \left( m_{\rm C} + m_{\rm IO} + m_{\rm IO} \Delta_{\rm C} + m_{\rm C} \Delta_{\rm IO} \right). \tag{21}$$

Отношение масс  $m_{\rm 10}/m_{\rm C} \sim 10^{-3}$ , и из формулы (21) следует, что отличие от кеплеровского движения должно наступить на уровне  $\sim 10^{-8}$ . Изме-

рение T в настоящее время может быть проведено со значительно большей точностью, но, к сожалению, точность измерения расстояний в Солнечной системе не превышает ~10<sup>-6</sup>. Таким образом, пока подобный эксперимент невозможен \*).

Недавно Нордтведт<sup>89</sup> предложил оценить значение параметра  $\Delta$  по поведению малой массы, расположенной в либрационной точке, характерной для лагранжевой задачи трех тел. Из механики известно, что

бесконечно малая масса будет двигаться по стабильной орбите относительно **ПВУХ МАССИВНЫХ, НАХОДЯЩИХСЯ ВО ВЗАИМ**ном орбитальном движении тел, если она расположена в либрационной точке (в орбитальной плоскости основных тел, в вершине равностороннего треугольника). Характерная конфигурация изображена на рис. 11; условия, накладываемые на углы и расстояния, можно найти в работе <sup>89</sup>. Если две большие массы — это Солнце и планета, то  $\Delta_{\mathbf{C}} \gg \Delta_{\pi}$  (т. е. при  $\eta = 1$  гравитационное поле Солнца уменьшается сильнее планетного) и либрационная точка



в случае нарушения принципа эквивалентности должна будет сместиться по направлению к планете на  $\delta r_2 \approx -\Delta_{\rm C} (R_1 + R_2)/3$  (обозначения видны из рис. 11). По оценкам Нордтведта смещение астероида Trojan, захваченного системой Солнце — Юпитер, может составить  $\delta \theta \approx 1''$  регистрируемую величину. С другой стороны, реально представить искусственный спутник в системе Солнце — Земля. В этом случае время задержки радиосигнала, отраженного от спутника, уменьшается на величину порядка  $\delta t \approx 2\Delta_s (R_1 + R_2)/3c \sim 5 \cdot 10^{-3}$  сек. К сожалению, опыт не может быть поставлен так, чтобы измерить величину  $\delta t$  непосредственно (ситуация, аналогичная опыту Шапиро и др. <sup>38</sup>). Однако полурасчетный эксперимент в принципе возможен, так как  $\delta t$  составляет ~ $10^{-5}$  от общего сигнал-эхового времени, а как отмечено выше, расстояния известны с точностью  $\sim 10^{-6}$ .

Для определения величины  $\eta$  можно рассматривать также систему Земля — Луна — Солнце. Земля должна терять в силе притяжения к Солнцу значительно больше, чем Луна (если принцип эквивалентности несправедлив ( $\eta \approx 1$ )), так как ее гравитационная энергия сильно превосходит лунную. Подробный расчет <sup>90</sup> показывает, что по этой причине должно было бы наблюдаться периодическое изменение радиуса лунной орбиты (относительно Земли)  $\delta r \approx -1200\eta \cos \Omega t$  (см) — порядка угловой частоты лунного обращения вокруг Земли. Эффект, по-видимому, может быть обнаружен с помощью лазерной локации Луны <sup>91</sup>.

Описанные предложения, безусловно, представляют только принципы экспериментов. Для реальной оценки возможности их проведения необходим анализ ограничений со стороны многочисленных возмущающих факторов (другие космические тела и т. д.). Добавим, что в случае постановки этих экспериментов, по мнению Нордтведта <sup>92</sup>, будет возможно разделение конкурирующих гравитационных теорий, в частности, для трактовки Брэнса — Дике  $\eta \neq 0$ , в противоположность ОТО, где  $\eta \equiv 0$ .

<sup>\*)</sup> Установка на Луне астронавтами «Апполона-11» лазерного отражателя, по-видимому, создает условия для увеличения точности измерения траектория Луны до необходимой величины.

Улучшение точности экспериментов Этвеша — Дике представляется возможным и в гироскопическом эксперименте Шиффа. Предложения в этом направлении были сделаны Шиффом <sup>61</sup> в связи со старым замечанием Ли и Янга о гипотетическом векторном поле «тяжелочастичных зарядов». Напомним, что около 15 лет назад Ли и Янг 93, рассматривая аналогию между законами сохранения электрического заряда и числа тяжелых частиц (барионов), предположили, что последнее может быть связано с инвариантностью относительно калибровочного преобразования  $\psi \rightarrow e^{i\alpha}\psi$  для волновой функции  $\psi$  тяжелых частиц (подобно калибровочному преобразованию в электродинамике). В этом случае должно существовать векторное поле, взаимодействующее со всеми тяжелыми частицами, кванты которого обладают нулевой массой покоя. Сила взаимодействия между двумя массивными телами с необходимостью содержала бы вклад квазикулоновского отталкивания «тяжелочастичных зарядов». Такая сила, действуя со стороны Земли на гироскоп и спутник, вызовет периодическое ускорение гироскопа относительно корпуса спутника. Это ускорение, направленное к центру Земли, приближенно должно описываться выражением вида

$$a_N \approx kg \cos \omega_0 t;$$
 (22)

здесь  $\omega_0$  — орбитальная частота,  $k \approx (\varepsilon^2/eM_N^2)$   $\gamma$ ,  $\varepsilon$  — «тяжелочастичный заряд» нуклона, M<sub>N</sub> — масса нуклона,  $\gamma$  — безразмерный параметр, пропорциональный разности отношений массового числа к атомному номеру для материалов гироскопа и спутника.

Точность экспериментов Этвеша — Дике ограничивает возможную величину ли-янговских (или, вообще говоря, любых других негеодезических) сил сверху,  $k < 10^{-11}$ . Отсюда грубая оценка верхней границы амплитуды периодического ускорения в случае невыполнения эквивалентности инертной и гравитационной масс  $a_N < 10^{-8} \ cm/cek^2$ . Эта величина существенно превышает эффект негеодезического смещения, связанного с вращением гироскопа (гл. III). По-видимому, здесь имеется большой зацас точности для улучшения опытов Этвеша — Дике.

Авторы благодарят Я. Б. Зельдовича за полезные замечания при составлении настоящего обзора.

Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- 1. Дж. В е б е р, Общая теория относительности и гравитационные волны, М., ИЛ, 1962.

- В. Б. Брагинский, Тезисы 5-й Международной конференции по гравитации и теории относительности, Изд. Тбилисского ун-та, 1968.
   В. Б. Брагинский, В. Х. Мартынов, Вестн. МГУ, сер. III, № 2, 60

- (1966).
  12. В. Б. Брагинский, ЖЭТФ 53, 1436 (1967).
  13. R. L. Forward, D. Berman, L. R. Miller, Bull. Amer. Phys. Soc. 13 513 (1968).

- 14. Х. Х. Копвиллем, В. Р. Нагибаров, Письма ЖЭТФ 2, 529 (1965).
- 15. А. Абрагам, Ядерный магнетизм, М., ИЛ, 1963. 16. А. Н. Ораевский, УФН 91, 181 (1967).

- А. Н. Ораевский, уФН 91, 181 (1907).
   О. С. Хивенс, УФН 81, 507 (1963).
   J. Weber, G. Hinds, University of Maryland Technical Report No. 634, 1967.
   Е. F. Beall, University of Maryland Technical Report No. 681, 1967.
   П. Дж. Вестервельт, Письма ЖЭТФ 4, 333 (1966).
   Х. Х. Копвиллем, В. Р. Нагибаров, Изв. вузов (физика), № 9, 66 (1967).
   Х. Х. Копвиллем, В. Р. Нагибаров, Тезисы 5-й Международной конференции по гравитации и теории относительности, Изд. Тбилисского ун-та, 1968.
   А. Ф. Кир, С. Тори. Тезисы 5-й Международной конференции по гравитации и теории относительности, Изд. Тбилисского ун-та, 1968.
- 23. А. Ф. Кип, С. Торн, Тезисы 5-й Международной конференции по гравитации п теории относительности, Изд. Тбилисского ун-та, 1968. 24. R. L. Forward, D. Berman, Phys. Rev. Lett. 18, 1071 (1967). 25. F. I. Cooperstock, Phys. Rev. 163, 1368 (1967). 26. V. de Sabbata, Доклад на 5-й Международной конференции по гравитации

- и теории относительности, изд. Тбилисского ун-та, 1968.
- 27. D. Boccaletti, V. de Sabbata, G. Cualdi, P. Fortini, Nuovo Cimento 54B, 134 (1968).
- 28. Д. Д. Иваненко, А. А. Соколов, Вест. МГУ 8, 103 (1947).
- 29. Ю. В. Владимиров, ЖЭТФ 45, 251 (1963). 30. Г. А. Лупанов, ЖЭТФ 52, 118 (1967). 31. D. M. Zipoy, Phys. Rev. 142, 825 (1966).

- 32. F. Winterberg, Nuovo Cimento 53B, 264 (1968).
- D. Zipoy, B. Bertotti, Nuovo Cimento 65B, 195 (1968).
   J. Weber, Phys. Rev. Lett. 21, 395 (1968).

- 34. J. Weber, Phys. Rev. Lett. 21, 395 (1966).
  35. И. С. Шкловский, Астрофия. ж. 46 (5), 114 (1969).
  36. I. I. Shapiro, Phys. Rev. Lett. 13, 789 (1964).
  37. I. I. Shapiro, Phys. Rev. 145, 1005 (1966).
  38. I. I. Shapiro et al., Phys. Rev. Lett. 20, 1265 (1968).
  39. G. A. Hill, K. Zanoy, Phys. Today, 24, 104 (1968).
  40. Г. Шклараров, Тобаров, 104 (1968).
- 40. Б. М. Чихачев, Тезисы 5-й Международной конференции по гравитации и теории относительности, Изд. Тбилисского ун-та 1968. C. Barlieri, F. D. Felice, Properties of the QSS's. Preprint (1967); Paper
- 41. Submitted to Memorie della Societa Astronomice Italiana.

- 42. Б. М. Чихачев, Радиотехника и электроника 11 (2072) (1966).
   43. R. H. Dicke, H. M. Goldenberg, Phys. Rev. Lett. 18, 313 (1967).
   44. Л. Я. Арифов, Р. К. Кадыев, Тезисы 5-й Международной конференции по гравитации и теории относительности, Изд. Тбилисского ун-та, 1968.
   45. F. Schlesinger, L. E. Jenkins, Gen. Cat. of Star Parallaxes, Yale Univ. Och. 4925
- Obs., 1935. 46. W. S. A d a m s, A. M. J o y, Astrophys. J. 46, 313 (1917)
- 40. W. S. A trainis, A. M. Joy, Astrophys. J. 40, 515 (1917).
  47. C. C. Counselman, I. I. Shapiro, Science 162, 352 (1968).
  48. J. P. Richard, Phys. Rev. Lett. 21, 1483 (1968).
  49. B. Hoffman, Nature 218, 667 (1968).
  50. J. Drake, Science 160, 416 (1968).
  51. V. R. Eshleman, Astronautics and Aeronautics 5, 16 (1967).
  52. J. Schiff Phys. Rev. Lett. 4, 245 (4060).

- 51. V. R. E'S II fe II a II, Astronautics and Aeronautics (1960). 52. L. I. S c h i f f, Phys. Rev. Lett. 4, 215 (1960). 53. L. I. S c h i f f, Proc. Nat. Acad. Sci. US 46, 871 (1960). 54. Л. Д. Ландау, Е. М. Лиф шиц, Теория поля, М., «Наука», 1967, стр. 428. 55. W. de S i t t e r, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 77, 155, 481 (1916).

- 56. J. Lense, H. Thirring, Phys. Rev. 19, 156 (1918).
  57. С. W. F. Everitt, W. M. Fairbank, Труды 10-й Международной конференции по физике низких температур, Москва, 1966.
  58. Л. П. Питаевский, УФН 90, 623 (1966).
  59. А. Hald Nucker Cimente T. 0.2010 (1966).

- 59. A. Held, Nuovo Cimento 54, 976 (1968).
  60. B S. Deaver, W. M. Fairbank, Proc. of 8th International Conference on Low Temperature Physics, London, 1962, crp. 116.
- 61. L. I. S c h i f f, Доклад на 5-й Международной конференции по гравитации и тео-61. L. 1. S. с п 11 1, доклад на 5-а международной конференции по гравитаци рпи относительности, Изд. Тбилисского ун-та, 1968.
  62. М. M a t h i s s o n, Acta Phys. Bolon. 6, 163 (1937).
  63. С. В г а п s, R.H. D i c k e, Phys. Rev. 124, 925 (1961).
  64. R. H. D i c k e, H. M. G o l d e n b e r g, Phys. Rev. Lett. 18, 313 (1967).
  65. R. F. O' C o n n e l l, Phys. Rev. Lett. 20, 69 (1968).
  66. A. E i n s t e i n, Ann. d. Phys. 49, 766 (1916).
  67. P. II u v o n c f C Constrained a constrained a constrained and the state of th

- 67. Р. Дике, в сб. «Гравитация и относительность», гл. 1, М., «Мир», 1965.

- 68. R. V. E ö t v ö s, D. P e k a r, E. F e k e t e, Ann. d. Phys. 68, 11 (1922).
  69. R. H. D i c k e, Sci. American 205, 84 (1964).
  70. R. H. D i c k e, P. G. R o l l, K r o t k o v, Ann. Phys. 26, 442 (1964).
- 71. R. H. D i c k e, Rev. Mod. Phys. 29, 355 (1957)

- 72. L. S c h i f f, Proc. Nat. Acad. Sci. 45, 69 (1959) (см. перевод в сб. «Новейшие проблемы гравитации», М., ИЛ, 1961, стр. 428). 73. J. W. T. Dabbs, J. A. Harvey, D. Paya, H. Horstmann, Phys.
- Rev. 139, B756 (1965).
- 74. T. Morgan, A. Peres, Phys. Rev. Lett. 9, 79 (1962).
- 75. К. П. Станюкович, Гравитационное поле и элементарные частицы, М., «Наука», 1965.
- 76. В. Б. Брагинский, Л. И. Слабкий, В. Н. Мартынов, Вест. МГУ, сер. III, № 2, 122 (1967).
- 77. P. Morrison, T. Gold, Essays on Gravity, New Boston, 1957, crp. 57. 78. P. Morrison, Amer. J. Phys. 26, 358 (1958).

- P. M. 6171501, Amer. J. Phys. 20, 536 (1935).
   D. M. at z, F. A. Kasnep ffer, Bull. Amer. Phys. Soc. 3, 317 (1958).
   F. C. Witteborn, W. M. Fairbank, Phys. Rev. Lett. 19, 1049 (1967).
   L. I. Schiff, M. V. Barnhill, Phys. Rev. 151, 1067 (1966).
   A. J. Dessber, F. C. Michel, H. E. Rorschach, T. Trammell, Phys. Rev. 168, 737 (1968).
   C. Herring, Phys. Rev. 171, 1361 (1968).
   A. Hald Nuovo Cimento 54, 976 (1968).
- 84. A. H e l d, Nuovo Cimento 54, 976 (1968).
- 84. А. Неїс, Nuovo Cimento 54, 976 (1968).
  85. R. V. Роиnd, G. A. Rebka, Phys. Rev. Lett. 3, 439 (1959) (перевод в сб. «Новейшие проблемы гравитации», М., ИЛ, 1961, стр. 474).
  86. R. V. Роиnd, J. L. Snider, Phys. Rev. 140, B788 (1965).
  87. Н. Воndi, Rev. Mod. Phys. 29, 423 (1957) (перевод в сб. «Новейшие проблемы гравитации», М., ИЛ, 1961, стр. 309).
  88. L. B. Kreuzer, Phys. Rev. 169, 1007 (1968).
  89. K. Nardita et al. Phys. Rev. 169, 4014 (1968).
- 89. K. Nordtvedt, Phys. Rev. **169**, 1014 (1968). 90. K. Nordtvedt, Phys. Rev. **170**, 1186 (1968).

- 90. К. Коги сусси, Fnys. Rev. 170, 1130 (1300).
  91. R. Baierlein, Phys. Rev. 162, 1274 (1967).
  92. K. Nordtvedt, Phys. Rev. 169, 1017 (1968).
  93. T. D. Lee, C. N. Yang, Phys. Rev. 98, 1501 (1955).
  94. J. Weber, Phys. Rev. Lett. 22, 1320 (1969).
  95. W. L. Burke, K. S. Thorne, Preprint O.A.P.-184 (1969).
  96. В. Б. Брагинский, Я. Б. Зельдович, В. Н. Руденко, Письма Шисьма (4060) ЖЭТФ 10, 441 (1969).
- 97. Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, Релятивистская астрофизика, М., «Наука», 1967.
- 98. В. Л. Гинзбург, УФН 59, 11 (1956). 99. В. М. Дашевский, УФН 87, 373 (1965).
- 100. В. И. Пустовойт, А. В. Баутин, ЖЭТФ 46, 1387 (1964).