Этим исчерпывается перечень гравитационно-инерциальных волн в произвольных системах отсчета. Дальнейшее их исследование целесообразно вести в отношении воздействия гравитационно-инерциальных волн на конкретные физические системы. В частности, исследование влияния гравитационно-инерциальных волн на систему пробных тел, как было отмечено рядом авторов [95, 212—214], могло бы послужить выяснению возможностей лабораторного детектирования гравитационных волн произвольной природы. Хронометрически инвариантный подход мог бы сыграть при этом существенную роль как способ описания наблюдаемых — физических величин, измеряемых лабораторными средствами. В связи с этим целесообразно остановиться на проблеме экспериментального обнаружения гравитационных волн.

ГЛАВА 13

ПРОБЛЕМА ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН И ФИЗИЧЕСКИЙ ЭКСПЕРИМЕНТ

1. Геодезическое отклонение пробных частиц

В попытках сопоставить выводы теории гравитационного излучения с данными физического эксперимента существенную роль должно играть представление функций поля на языке наблюдаемых величин, доступных физическому измерению. В качестве таких величин мы уже рассматривали в гл. 11 инвариантные геометрические конструкции, характеризующие тензор Римана как функцию поля в рамках тетрадного формализма. В другом варианте, а именно в хронометрически инвариантном подходе гл. 12, в качестве наблюдаемых вводились хронометрически инвариантные «компоненты» тензора Римана. Рассмотрим теперь вопрос о физических основаниях экспериментального обнаружения гравитационного излучения.

Наиболее удобный способ экспериментального наблюдения величин, характеризующих гравитационные волны, составляет регистрация движения пробных частиц. Пусть дана совокупность пробных частиц, движущихся по геодезическим линиям $x^\alpha(s)$, где s — длина дуги вдоль геодезической. Пусть $x^\alpha(s, v)$ — однопараметрическое семейство таких кривых, причем изменение параметра v соответствует переходу от одной геодезической к другой. Введем два вектора:

$$u^{\alpha}(s, v) = \frac{\partial x^{\alpha}}{\partial s}, \qquad \eta^{\alpha}(s, v) = \left(\frac{\partial x^{\alpha}}{\partial v}\right) dv,$$

из которых первый представляет собой касательный вектор к геодезической, а второй — ортогональный ему бесконечно малый вектор смещения одной частицы относительно другой. Пусть $\frac{D}{ds}$ есть поделенный на элемент ds ковариантный дифференциал смещения вдоль геодезической.

Величина

$$\frac{D^2\eta^{\alpha}}{ds^2}$$

называется *геодезическим отклонением* (или *девиацией*) и физически интерпретируется как мера относительного ускорения двух бесконечно близких частиц при их движении вдоль соседних геодезических. Роль этой величины в теории тяготения ясна из известного *уравнения девиации геодезических*

$$\frac{D^2\eta^{\alpha}}{ds^2} + R^{\alpha}_{\beta\gamma\delta} u^{\beta} u^{\delta} \eta^{\gamma} = 0 \qquad (13.1)$$

(см., например, [60, 172]).

Уравнение (13.1) показывает, что относительное ускорение двух близких частиц, движущихся без действия внешних (негравитационных) сил, полностью определяется физическими компонентами тензора кривизны поля тяготения. Следовательно, задавая возмущения компонент тензора Римана, мы меняем величину относительного ускорения пары частиц. Обратно, наблюдая относительное ускорение частиц, мы можем измерить возмущения компонент тензора Римана, обусловленные приходящим гравитационным излучением.

Допустим, что пробные частицы соединены пружиной. Тогда гравитационные волны можно будет зафиксировать по колебаниям пружины. Собственная частота системы может совпадать с одной из гармоник спектра гравитационных волн; тогда удастся наблюдать по резонансу даже очень слабые гравитационные волны.

Пусть теперь вектор η^α соединяет не две соседние пробные частицы, а две бесконечно близкие точки пьезоэлектрического кристалла. Деформация, возникающая в кристалле под действием падающей на него гравитационной волны, вызовет в нем электрическое поле. Интеграл от напряженности этого поля составляет некоторую разность потенциалов, измерение которой дает физические компоненты тензора кривизны, созданной гравитационным излучением [95]. Если интеграл уравнения (13.1) рассматривать как преобразование Фурье от $R^\alpha_{\beta\gamma\delta}$ к η^α, то измерение геодезического отклонения сводится к измерению одной (а именно, резонансной) компоненты фурье-образа всего спектра гармоник гравитационного излучения. Поэтому интересно выяснить, какие частоты гармоник возможны в гравитационном излучении различных источников.

2. Возможные источники гравитационных волн

Ввиду трудности генерирования гравитационных волн в лаборатории, оказалось целесообразным на эксперименте искать гравитационные волны космического происхождения. Соответственно возникла задача теоретически оценить тем или иным способом величины возможной убыли энергии — массы для различных источников за счет гравитационного излучения. Подобные оценки были получены для двойных звезд (Куперсток [33], Форвард и Берман [215]), для коллапсировавших звезд (Зельдович — Новиков [34]), квазаров (Куперсток [32]), пульсаров (Вебер [31], Шкловский [216]), нейтронных звезд, совершающих пульсации несферического характера (Торн [30]), а также Метагалактики в целом (Уилер [36]). Дадим краткий обзор имеющихся результатов.

Первыми космическими объектами, рассматривавшимися как возможный источник гравитационного излучения, были *двойные звезды* [15]. Наличие квадрупольного момента у таких систем дает основание предполагать, что они теряют энергию, так что параметры орбит звезд изменяются. Эти изменения можно фиксировать астрономическими наблюдениями. Используя псевдотензор энергии Ландау — Лифшица для оценки энергии квадрупольного гравитационного излучения бинарной системы в линейном приближении, можно показать, что потеря энергии E системой двух тел, имеющих массы m_1 и m_2 и движущихся по круговым орбитам вокруг общего центра инерции на расстоянии r друг от друга, выражается формулой

$$-\frac{dE}{dt}=\frac{32k}{5}\left(\frac{m_1m_2}{m_1+m_2}\right)^2 r^4\omega^6,$$

где k — ньютонова гравитационная постоянная, ω — круговая частота обращения. Отсюда без труда определяется и скорость сближения тел, обусловленного радиационной потерей энергии:

$$v=\dot{r}=-\frac{64k^3m_1m_2(m_1+m_2)}{5r^3}.$$

Впоследствии была получена также формула для средней величины потока энергии, излучаемой парой тел с массами m_1 и m_2 при вращении их по эллиптической орбите с большой полуосью a и эксцентриситетом ε:

$$\frac{1}{T}\int\limits_0^T\frac{dE}{dt}dt=\frac{32}{5}\frac{k^4m_1^2m_2^2(m_1+m_2)}{a^5}\left(1+\frac{73}{24}\varepsilon^2+\frac{37}{96}\varepsilon^4\right),$$

где T — период обращения. Были также найдены [217] выражения для потери энергии бинарными системами и спектры их гравитационного излучения в случаях гиперболического движения, свободного падения и других типов движения.

Аналогично вопросу об энергии, был исследован вопрос о потере гравитационного импульса двойными звездами за счет их гравитационного излучения (Куперсток [33]). В рамках линеаризованной теории тяготения было показано, что двойные звезды могут терять гравитационный импульс (определяемый на основе псевдотензора энергии — импульса) с интенсивностью того же порядка, что и энергию. Получена формула, выражающая в явном виде функциональную зависимость полного потока импульса от разности фаз компонент бинарной системы.

По расчетам Форварда и Бермана [215], для случая *двойных нейтронных звезд* теоретический максимум мощности излучения составляет $P\sim 6\cdot10^{48}$ *вт* и не зависит от суммы масс компонент пары.

Кроме двойных звезд, космическими источниками гравитационного излучения могут быть *космические тела* (планеты, астероиды и т. п.), *падающие на сколлапсировавшие звезды*. Легко подсчитать (в линейном приближении), что если такой источник находится на расстоянии ~ 500

Мпс от Земли, то, например, при $m = m_\odot$ и $M = 10^2\, m_\odot$ (M — масса сколлапсировавшей звезды, m — масса тела, падающего на нее по прямой или по спирали) вблизи Земли поток мощности излучения может составить 0,7 *эрг/см²·сек* [34]. Однако неизвестно, сколь часто в Метагалактике происходят такие процессы. Форвард и Берман [215] на основе строгих решений уравнений поля предложили уточнить оценку мощности гравитационного излучения коллапсировавших звезд, полученную Зельдовичем и Новиковым [34] на основе линеаризованной теории тяготения.

Торн [30] пришел к выводу, что значительно более сильное гравитационное излучение (по сравнению с двойными звездами) могут давать *нейтронные звезды, совершающие пульсации несферического характера* По сравнению с обычным подходом к проблеме гравитационного излучения двойных звезд, в котором звезды представляются в виде материальных точек, а вычисления проводятся в линейном приближении, в работе Торна использованы конкретные модели нейтронных звезд, причем расчет производится методом приближений, в котором исходным является решение Шварцшильда.

В среднем период пульсации T нейтронной звезды лежит в пределах $10^{-4} \div 10^{-3}$ *сек.* Если предположить, что энергия пульсаций целиком переходит в энергию гравитационного излучения, то при некоторых разумных предположениях об амплитуде колебаний нейтронная звезда по Торну может за один период пульсации излучать энергию порядка 10^{51} *эрг.* Эти подсчеты по порядку величины согласуются с аналогичными оценками Уилера [238], справедливыми, однако, только в линейном приближении.

Общее исследование нерадиальных пульсаций звездных моделей в теории тяготения Эйнштейна было проведено Торном и его сотрудниками [218—222]. Дадим краткое описание их метода. Пусть невозмущенный линейный элемент

$$(ds^2)_0 = e^{\nu} dt^2 - e^{\lambda} dr^2 - r^2 (d\theta^2 + \sin^2\theta\, d\varphi^2) \qquad (13.2)$$

описывает сферически симметричную равновесную конфигурацию:

$$\nu = \nu(r), \qquad \lambda = \lambda(r).$$

Тогда гравитационное поле возмущенной конфигурации (пульсирующая и, вообще говоря, вращающаяся звезда) описывается линейным элементом

$$ds^2 = (ds^2)_0 + h_{\alpha\beta}\, dx^\alpha\, dx^\beta,$$

где $h_{\alpha\beta}$ представляют собой возмущения метрического тензора на фоне стационарной метрики (13.2). Смещение ξ элемента идеальной жидкости из положения равновесия, отклонения плотности $\delta\rho$ и давления δp в жидкости от равновесных значений, а также возмущения метрики $h_{\alpha\beta}$ представляются в виде рядов по сферическим гармоникам [218]. Возмущенная метрика записывается в виде

$$ds^2 = e^\nu (1 + H_0 Y_m^l)\, dt^2 + 2H_1 Y_m^l\, dt\, dr - e^\lambda (1 - H_0 Y_m^l)\, dr^2 - \\ - r^2 (1 - K Y_m^l)(d\theta^2 + \sin^2\theta\, d\varphi^2), \qquad (13.3)$$

где функции $H_0(t, r)$, $H_1(t, r)$, $H_2(t, r)$ и K характеризуют возмущения метрики, а $Y_m^l\,(\theta, \varphi)$ есть обычные сферические гармоники:

$$Y_m^l(\theta, \varphi) = \left[\frac{2l+1}{4\pi}\,\frac{(l-m)!}{(l+m)!}\right]^{1/2} P_l^m(\cos\theta)\, e^{im\varphi}.$$

Подставляя метрику (13.3) в уравнения Эйнштейна и ограничиваясь членами, линейными относительно возмущений $h_{\alpha\beta}$, решаем эти уравнения методами численного интегрирования. Результаты расчетов (производимых машинным способом) для специально выбранных моделей нейтронных звезд [221, 222] позволяют определить спектры частот их гравитационного излучения, периоды пульсаций ($\sim 10^{-3}$ *сек*), мощности импульсов ($\sim 10^{52}$ *эрг/сек*), а также времена затухания возмущений, вызванных излучением (~ 1 *сек*).

Куперсток [32] рассмотрел перенос энергии гравитационным излучением от *квазизвездных источников* (*квазаров*). Он использовал модель Фаулера [223], согласно которой квазар состоит из ядра, образованного двумя сколлапсировавшими звездами, и внешней квазиустойчивой оболочки; перенос энергии гравитационным излучением от вращающегося ядра к оболочке приводит к «полярному взрыву», порождающему интенсивное движение вещества звезды в направлении оси вращения ядра. Если оболочка совершает радиальные колебания, то мощность резонансного гравитационного излучения ядра, вычисленная с помощью псевдотензора Ландау — Лифшица, обнаруживает угловую зависимость вида $\sim \sin^2 \theta$ (угол θ задает направление излучения относительно оси вращения ядра). Таким образом, излучение отсутствует в направлении оси вращения и достигает максимального значения в экваториальной плоскости. В случаях, когда оболочка совершает еще и вращательное движение, мощность излучения зависит также от совпадения или несовпадения направлений вращения ядра и оболочки.

Делались оценки интенсивности *гравитационного излучения космологического происхождения.* Так как гравитоны очень слабо поглощаются материей, то, однажды возникнув (например, при первоначальном «взрыве» Вселенной), межзвездное гравитационное излучение могло бы существовать и до настоящего времени, причем общая его интенсивность в Метагалактике зависит от скорости ее расширения. По расчетам Уилера [224], современная скорость расширения Метагалактики дает для плотности энергии ее гравитационного излучения величину $10^{-29} \div 10^{-28}$ *г/см*^{3}, т. е. мощность потока 10^3 *эрг/см*^{2}*·сек*, с периодом $T \sim 10^6$ лет.

Кармели [35] рассчитал интенсивность не исследовавшегося ранее *тормозного гравитационного излучения Солнца*, порождаемого хаотическими тепловыми (нерелятивистскими) столкновениями атомов. Расчет основан на применении классического метода интегралов Фурье к известному выражению Ландау и Лифшица для интенсивности гравитационного излучения в приближении слабого поля. Кармели получил сенсационный результат, согласно которому мощность тормозного гравитационного излучения Солнца имеет порядок $P \sim 6 \cdot 10^{15}$ *эрг/сек*, что на четыре порядка превышает мощность гравитационного излучения, обусловленного общим квадрупольным моментом планет солнечной системы. Кармели же нашел спектр частот тормозного гравитационного излучения произвольной системы взаимодействующих частиц.

Кроме тормозного гравитационного излучения, следует указать также на возможность гравитационного излучения Солнца, вызванного ядерными взрывами, а также тепловыми движениями атомов, создающими их относительный квадрупольный момент. Однако очень трудно указать масштабы ядерных взрывов на Солнце (некоторые оценки их мощности дают Брагинский и Руденко [158])

В настоящее время к наиболее сильным источникам космического гравитационного излучения относят *пульсары* и, в качестве одной из их возможных моделей, нейтронные звезды, пульсирующие с периодом $10^{-4} \div 10^{-3}$ *сек*. Если предположить, что энергия пульсаций целиком переходит в энергию гравитационного излучения, то, как уже отмечалось, за один период пульсации нейтронная звезда может излучить энергию порядка 10^{51} *эрг*, или около 0,1 % массы покоя самой звезды [1]) [30]. Этот результат был использован Вебером [31] для оценки порядка величины компонент тензора Римана

$$X^{ij} \sim R_{0\cdot 0\cdot}^{\cdot i \cdot j},$$

возбуждаемых гравитационным излучением пульсаров. Оказалось, что для массы пульсара $M = 10^{33}$ *г* нижняя граница величин $R_{0\cdot 0}^{\cdot i \cdot j}$ имеет порядок

$$R_{0\cdot 0\cdot}^{\cdot i \cdot j} \geqslant 5 \cdot 10^{-42} \text{ см}^{-2}.$$

3. Средства лабораторного детектирования гравитационных волн

Для экспериментальной регистрации поля гравитационного излучения был использован квадрупольный гармонический масс-детектор, первый вариант которого сконструировали в 1964 г. в Мерилендском университете Вебер, Зипой и Форвард [212]. Чувствительный элемент прибора представляет собой алюминиевый цилиндр весом 1,5 *т*, подвешенный в вакуумной цилиндрической камере на металлической нити. В месте касания нити цилиндр обтянут пьезоэлектрической кварцевой оберткой, соединенной с чувствительным вольтметром в системе радиоприемника. После ряда усовершенствований, которые ввел Синский [226], чувствительность масс-детектора позволила измерять относительные смещения торцов цилиндра (например, растяжения и сжатия, вызванные падающим гравитационным излучением) порядка 10^{-16} *см*. Впоследствии

---

[1]) Для других моделей пульсаров мощность излучения может быть значительно меньше. Так, для пульсара *NP* 0532 в Крабовидной туманности в рамках модели вращающейся нейтронной звезды, ось вращения которой наклонна к оси симметрии ее магнитного поля, получена оценка мощности гравитационного излучения порядка $8\ 10^{32} \div 8 \cdot 10^{33}$ *эрг/сек* [225].

Брагинский предложил для обнаружения гравитационного излучения вариант эксперимента с использованием двух групп из n одинаковых близко расположенных параллельных цилиндров. Если колебания в этих группах цилиндров возбуждаются синфазно, то мощность гравитационного излучения будет примерно в четыре раза больше, чем от одной группы.

Дальнейшим усовершенствованием установки Вебера стала его система, работающая по принципу совпадения сигналов одинаковой частоты от двух детекторов [227]. Она представляла собой два масс-детектора с временем релаксации 30 *сек*, настроенных на частоту $\omega = 10^4$ *рад/сек* и расположенных на расстоянии 2 *км* друг от друга. Этот прибор позволил в течение 1967 г. зафиксировать совпадения (с точностью до $\Delta t = 0{,}20$ *сек*) сигналов со средней периодичностью один раз в месяц. По мнению Вебера, крайне маловероятно, что регистрируемые совпадения могли носить чисто случайный характер. Вебер полагает, что обнаруженные им сигналы были вызваны космическим гравитационным излучением. Он показал, что для экспериментального обнаружения гравитационного излучения пульсаров с помощью его установки при времени измерения порядка одного месяца достаточно фиксировать эффективные смещения $\delta \sim 3 \cdot 10^{-10}$ *см*. Таким образом, уровень современной экспериментальной техники может быть достаточен для обнаружения космического гравитационного излучения.

Разнося детекторы на более значительные расстояния, можно увеличить чувствительность установки. Поэтому в дальнейшем Вебер [228] применил шесть детекторов, один из которых был установлен в Аргоннской Национальной лаборатории, а остальные — в лаборатории Мерилендского университета; расстояние между этими лабораториями составляет 1000 *км*. Детекторы были настроены на предполагаемую частоту гравитационного излучения коллапсирующих сверхновых нашей Галактики — 1660 *гц*. Зарегистрированные за несколько месяцев работы этого прибора совпадения сигналов почти исключают возможность их объяснения случайными совпадениями. Вебер интерпретирует эти результаты как свидетельство существования в Галактике мощного гравитационного излучения.

Впоследствии Вебер произвел повторную серию экспериментов [229], подтвердившую его первоначальные выводы. Особенностью этих экспериментов была максимальная изоляция аппаратуры от внешних воздействий электромагнитного и сейсмического характера.

Возможность существования гравитационного излучения Галактики в полосе частот около 1660 *гц* натолкнула ряд исследователей на поиски новых источников гравитационных волн в космосе. По расчетам Гринстейна [230], космическое гравитационное излучение на частоте 1660 *гц* может создаваться тесными сближениями звезд в массивных звездных скоплениях со средней периодичностью один раз в неделю. При этом импульсный характер излучения заставляет предполагать, что оно обусловлено парными сближениями неустойчивых релятивистских объектов — нейтронных или коллапсировавших звезд.

Можно ожидать, что гравитационное излучение оказывает существенное влияние на эволюцию не только отдельных звезд или их скоплений, но и Галактики в целом. Так, зарегистрированный Вебером поток гравитационного излучения Галактики не исключает возможности объяснения наблюдаемого расширения Галактики за счет убыли ее массы вследствие излучения гравитационных волн [231]. Однако, как показывает ряд исследований [231—235], это объяснение далеко не бесспорно и, в свою очередь, приводит к противоречиям с другими астрофизическими наблюдениями. Неоднозначность интерпретации экспериментов Вебера была продемонстрирована в работах Брагинского, Зельдовича и Руденко [236, 237].

Существенную роль в проблеме детектирования гравитационных волн могут сыграть сейсмические методы, позволяющие использовать в качестве детектора Землю. Эта возможность привлекательна тем, что квадрупольный момент Земли на много порядков выше, чем лабораторных детекторов. Частота собственных колебаний Земли (порядка 1 миллигерца) позволяет регистрировать резонансные гармоники гравитационного излучения пульсаров. Однако, как показал Вебер [31], этот метод ограничен высокой температурой шумов земного ядра и поэтому требует измерения эффективных смещений $\delta \sim 2 \cdot 10^{-17}$ *см*, что находится на грани возможностей современной измерительной техники.

Более эффективным может оказаться использование отдельных сейсмически изолированных неоднородностей на поверхности Земли, способных поглощать гравитационное излучение в полосе частот около 1 *гц*. В линейном приближении теории Эйнштейна вопрос о реакции упругого тела на падающую гравитационную волну был исследован Дайсоном [258, 259]. Оказалось, что поглощение гравитационных волн упругим телом происходит только вследствие неоднородностей его модуля сдвига, в то время как в однородной среде это поглощение отсутствует. По оценкам Дайсона, интенсивность сейсмических сигналов, вызванных гравитационным излучением от вероятных теоретических моделей пульсаров на частоте 1 *гц*, на пять порядков ниже уровня шумов. Однако возможность сейсмической регистрации гравитационного излучения пульсаров нельзя считать окончательно закрытой. В частности, де Саббата [239] недавно предложил для обнаружения гравитационных волн от пульсаров на той же частоте 1 *гц* использовать локальные неоднородности на поверхности Луны — «масконы» (см. также [240]).

Мироновский [241] предложил использовать разновидность масс-детектора Вебера для детектирования гравитационного излучения двойных звезд. В качестве приемника излучения берется свободный от трения крутильный маятник с периодом T_0. Формула, выражающая мощность гравитационного излучения системы двух материальных точек, движущихся по круговым орбитам вокруг общего центра тяжести, дает для спектральной плотности гравитационного излучения двойных звезд выражение

$$\rho(T) = 2Nf(2T)\,\varphi(T).$$

Здесь N — число звезд данного типа в Галактике, $T = 2\pi/\omega$ — период гравитационной волны, причем $T = \tau/2$, где τ — период обращения компонент звезды вокруг общего центра тяжести (вследствие равноправия компонент, гравитационное излучение имеет удвоенную частоту).

Наиболее приемлемыми для регистрации излучения двойными звездами (достаточно распространенными в Галактике) являются звезды класса *WUM*, общее число которых в Галактике $N \sim 10^8$. Для звезд этого класса функция $\rho(T)$ имеет резкий максимум при $T = 0^d{,}15$ (d — «день»). При этом спектр гравитационного излучения соответствует периодам обращения $0{,}1 \div 0{,}5$.

Используя псевдотензор Ландау — Лифшица, можно оценить энергию, излучаемую тесными парами двойных звезд класса *WUM*. Зная функцию $\rho(T)$ и численно интегрируя по периодам с $N = 10^8$, Мироновский нашел для полной мощности гравитационного излучения этого типа в Галактике величину 10^{38} *эрг/сек*, что лишь на пять порядков ниже соответствующего электромагнитного излучения. Тогда в пределах солнечной системы мощность потока должна составлять около 10^{-7} *эрг/сек·см*^{2}.

Чтобы выяснить возможность регистрации этого излучения, Мироновский исследовал уравнение движения крутильного маятника. Если в равновесии маятник ориентирован вдоль оси x ортогональной геодезической системы координат, то уравнение геодезического отклонения для движения в плоскости колебаний xy точки маятника, удаленной от оси вращения на расстояние l, имеет вид

$$\ddot{y} + \omega_0^2 y = -c^2 l \sum_i R_{2010}(\boldsymbol{r}_i, \boldsymbol{n}_i) \sin(2\Omega_i t + \varphi_i). \quad (13.4)$$

Здесь R_{2010} — компонента тензора Римана, отвечающего полю излучения i-й звезды, Ω_i — угловая частота ее обращения, $\boldsymbol{r}_i$ и $\boldsymbol{n}_i$ — векторы, характеризующие, соответственно, положение звезды и ориентацию ее орбиты в пространстве.

Решая уравнение (13.4) и усредняя по распределению звезд в пространстве, ориентациям орбит и приемного устройства, распределениям фаз и частот, получим [241]:

$$(\bar{y}^2)^{1/2} \approx 10^{-19} l T_0^{-2/3} \sqrt{f(2T_0)\, t} \ [см], \quad (13.5)$$

где $f(\tau)$ — плотность вероятности распределения звезд класса *WUM* по периодам обращений, T_0 — период собственных колебаний маятника, t — время наблюдения.

Формула (13.5) дает среднее отклонение $\bar{y}$ маятника от оси x и не связана с выбором псевдотензора энергии. Для двух близких к нам звезд класса *WUM* Мироновский дает оценку

$$(\bar{y}^2)^{1/2} = 6 \cdot 10^{-16} \ см.$$

Как вытекает из работ Вебера и Брагинского, в настоящее время практически возможно измерять периодические механические смещения до порядка 10^{-16} *см*. Следовательно, можно надеяться на экспериментальную реализацию предложения Мироновского.

Наряду с принципом девиации геодезических для пробных частиц, который используется в опытах с квадрупольным масс-детектором, в последнее время внимание исследователей привлекает другой принцип, позволяющий для экспериментального обнаружения гравитационных волн использовать взаимодействие электромагнитного и гравитационного полей.

Как отмечалось в предыдущих главах, существует ряд строгих решений уравнений гравитационного поля, описывающих распространение гравитационных и электромагнитных волн по одним и тем же траекториям. Существование таких полей тяготения следует из общего решения задачи Коши для уравнений Эйнштейна, согласно которому характеристические гиперповерхности уравнений тяготения и электромагнетизма (поверхности фронта волны), а также их бихарактеристики (траектории распространения волн) совпадают. Ввиду этого поле электромагнитного излучения может порождать гравитационные волны. Естественно ожидать, что существует и обратный эффект — возбуждение динамических электромагнитных полей гравитационными волнами, например, как результат воздействия гравитационного излучения на поле системы заряженных тел.

Этот последний эффект был исследован Хейнтцманом [242], который в приближении слабого поля рассмотрел движение пробных частиц в плоской гравитационной волне. Поскольку скорость движения незаряженной пробной частицы не изменяется в результате акта взаимодействия с проходящей гравитационной волной, то система электрически нейтральных пробных частиц не может поглощать энергию гравитационного излучения. Поэтому предлагается использовать систему заряженных частиц, а регистрацию гравитационного излучения производить по изменениям собственной электромагнитной энергии системы — детектора. Хейнтцман вычислил величины поглощенной энергии гравитационных волн не только для случая слабого поля в линейном приближении, но и для двух точных решений уравнений поля: метрики цилиндрических волн Эйнштейна — Розена и метрики плоских волн Бонди. Оказалось, что во всех трех случаях собственная электромагнитная энергия системы заряженных пробных частиц изменяется за счет поглощения энергии гравитационных волн, причем в первом и третьем случаях (плоские волны в линейном приближении и плоские волны Бонди) величины поглощенной энергии конечны, а во втором случае (цилиндрические волны Эйнштейна — Розена) детектор может принимать неограниченное количество энергии гравитационных волн. Эти результаты могут служить основанием для того, чтобы систему заряженных пробных частиц применить в качестве лабораторного детектора гравитационных волн.

Несколько иной метод детектирования рассмотрели Водяницкий и Диманштейн [465]. Они получили решение системы уравнений Эйнштейна — Максвелла для слабого поля в виде плоской монохроматической волны. Для мощности гравитационного сигнала, принимаемого электрической антенной с усилителем, ими предложена формула

$$P \approx \frac{1}{4\pi} S \frac{(E_{(0)2})^2 (\Omega + \omega)^2 \left(h^{22}_{(0)}\right)^2}{16\omega^2},$$

где S — эффективная площадь антенны, Ω и ω — частоты, соответственно, гравитационной и электромагнитной волн, распространяющихся в противоположных направлениях вдоль оси Ox, $E_{(0)2}$ и $h^{22}_{(0)}$ — амплитуды соответствующих компонент электромагнитного и гравитационного полей.

Рассматривался также метод экспериментального обнаружения гравитационных волн с помощью динамических электромагнитных полей. Он основан на наблюдении флуктуаций электромагнитного излучения, вызванных гравитационными волнами.

Куперсток [243] построил в линейном приближении теорию возмущений (флуктуаций) электромагнитного поля, связанных с гравитационным полем. Он решил уравнения для возмущений электромагнитного и гравитационного полей в случае, когда плоскополяризованная монохроматическая электромагнитная волна высокой частоты распространяется между двумя идеально проводящими параллельными стенками, взаимодействуя с плоской гравитационной волной низкой частоты. Флуктуации поля рассчитывались для двух взаимных ориентаций направлений распространения волн: когда эти направления совпадают («продольная ориентация») и когда они ортогональны друг другу («поперечная ориентация»). Поскольку макроскопические системы, возможно, могут генерировать низкочастотное гравитационное излучение, Куперсток высказал предположение, что это излучение можно обнаружить, наблюдая флуктуации интенсивности электромагнитного излучения небесных тел.

Детальное исследование этого вопроса провел Винтерберг [244]. Он показал, что в линейном приближении проблема флуктуаций интенсивности светового сигнала в среде со статистически распределенными гравитационными волнами эквивалентна проблеме флуктуаций интенсивности светового сигнала в среде со статистическим распределением неоднородностей. В среднем этот эффект описывается формулой

$$\overline{\left(\frac{\Delta I}{I_0}\right)^2} = \frac{32\sqrt{\pi}}{3}\overline{\left(\frac{\Delta n}{n_0}\right)^2}\left(\frac{x}{l}\right)^3, \qquad (13.6)$$

где I_0 — усредненная по времени величина интенсивности сигнала, ΔI — отклонение от среднего значения I_0, n_0 — средняя величина показателя преломления среды, Δn — отклонение от n_0, x — расстояние между источником и наблюдателем, l — характеристический размер неоднородностей плотности. Определив эффективную величину показателя преломления вакуума, заполненного гравитационными волнами, $n(\theta, \varphi)$, соотношением

$$dl/dt = 1/n(\theta, \varphi),$$

можно определить эффективные Δn и n_0 для случая плоских волн в линейном приближении. Тогда усреднение с использованием формулы (13.6) дает выражение

$$\frac{\Delta I}{I_0} = 1{,}6\,|h|\left(\frac{x}{l}\right)^{3/2}. \qquad (13.7)$$

Здесь l — характеристическая длина гравитационной волны, $h = \det \| h_{\mu\nu} \|$, $h_{\mu\nu}$ — малая добавка к псевдоевклидовой метрике.

Величины $|h|$ и l были оценены для трех видов источников: двойных звезд, квазаров и Вселенной в целом. (В последнем случае имелось в виду реликтовое гравитационное излучение в предположении, что на ранней стадии эволюции Вселенной оно находилось в термодинамическом равновесии с реликтовым электромагнитным излучением с температурой 3 °K.) Для двойных звезд коэффициент $k = 1{,}6\,|h|\,l^{-3/2}$ в формуле (13.7) получается равным $k = 5{,}9 \cdot 10^{-40}$, что для расстояния $x = 10^{23}$ *см* дает флуктуации интенсивности излучения порядка $5{,}9 \cdot 10^{-5}$, т. е. величины, доступные для регистрации с помощью чувствительных сцинтилляционных счетчиков, вынесенных за пределы земной атмосферы. Для возможного гравитационного излучения квазаров получена оценка $k \approx 2{,}3 \cdot 10^{-40}$, что для $x = 10^{27}$ *см* дает величины, легко измеримые даже в земных условиях: $\Delta I/I_0 \approx 7{,}3$. Наконец, в случае гравитационных волн космологического происхождения флуктуации для звезды, удаленной на 10^2 световых лет, составляют $\sim 0{,}5$. Однако последняя величина практически не наблюдаема, так как в наблюдениях такого рода диаметр звезды должен был бы превосходить длину гравитационной волны.

Все же с принципиальной стороны метод Винтерберга не получил еще достаточного теоретического обоснования. Как отмечают Зипой и Бертотти [245], экстраполяция формулы (13.6), которую Шеффлер [246] дал для электромагнетизма, на случай гравитационных флуктуаций в случае сильного гравитационного поля недопустима. Поэтому оценки звездных сцинтилляций могут относиться к чисто координатным, т. е. нефизическим, а следовательно, ненаблюдаемым эффектам.

Заметим также, что рассмотренные выше методы прямого измерения интенсивности гравитационного излучения с помощью квадрупольного масс-детектора совершенно игнорируют возможные квантовые эффекты взаимодействия гравитационных волн с кристаллическим детектором. Исследования этих эффектов проводились рядом авторов [247—254]. Эти исследования говорят в пользу возможности детектировать и генерировать гравитационные волны средствами квантовой электроники.

Принципиальная схема приемника гравитационных волн резонансного типа, использующая взаимодействие гравитационных волн с атомной структурой вещества, разработана Лаврентьевым [252], а также Копвиллемом и Нагибаровым [249, 250]. В приемнике направленного гравитационного излучения с помощью оптического возбуждения предварительно запасается энергия, а гравитационный луч служит для создания наиболее благоприятных условий высвобождения ее в определенном направлении в виде когерентного электромагнитного луча.

Копвиллем и Нагибаров [248, 255, 256] исследовали также возможность создавать направленное гравитационное излучение в лаборатории, возбуждая с помощью лазеров когерентные периодические колебания массовых квадруполей в электронных оболочках атомов. Общая идея этих работ заключается в создании особого, так называемого «сверхизлучательного» состояния вещества, возбуждение которого последовательностью мощных коротких импульсов может быть использовано для генерации гравитационных лучей. Сверхизлучательное состояние вещества можно вызвать когерентными потоками не только фотонов, но и других элементарных частиц (электронов, нейтронов, протонов и т. д.).

4. Связь теоретического и экспериментального аспектов проблемы гравитационных волн

Рассмотренные методы экспериментального обнаружения гравитационных волн, как мы видели, не лишены недостатков в части их теоретического обоснования. Так, в расчетах Вебера уравнение геодезического отклонения не было увязано с физическими наблюдаемыми, да и сама концепция наблюдаемых в общей теории относительности пока еще далека от однозначности. Это приводит к необходимости выбора некоторой преимущественной системы отсчета, который всегда неоднозначен.

Другие рассмотренные методы опираются на линеаризованную теорию тяготения, о недостатках которой уже говорилось ранее,— на этом, в частности, и основана критика метода Винтерберга, данная Зипоем и Бертотти [245].

Отметим, кроме того, некоторые принципиальные черты взаимосвязи теории гравитационных волн с физическим экспериментом.

Постановка эксперимента должна опираться на определенные допущения, без которых невозможно интерпретировать экспериментальные данные. Так, операция измерения (сравнения длины с эталоном), лежащая в основе эксперимента, опирается на задание способа отождествления однотипных объектов. С этой точки зрения принцип относительности, лежащий в основе физической теории, предшествует эксперименту (см. [257]). Поэтому теоретическую формулировку концепции гравитационных волн можно рассматривать как исходную посылку в интерпретации результатов эксперимента.

В этом отношении существенным недостатком рассмотренных выше концепций гравитационных волн является их *внутренняя неполнота*, следствием которой и является множественность и разноречивость критериев, свидетельствующая о недостаточно высоком уровне самих теоретических представлений в данной области.

Так, наиболее известный из этих критериев — критерий Лихнеровича — содержит уже в самой своей формулировке произвол и несоответствие с исходными предпосылками. Согласно основному исходному предположению, гравитационная волна характеризуется разрывами производных вида $g_{ij,00}$ на характеристической гиперповерхности в той системе координат, где последняя выражается уравнением (2.15). Однако можно указать примеры полей тяготения, удовлетворяющих критерию Лихнеровича, для которых компоненты метрики $g_{\alpha\beta}$ являются гладкими функциями координат, и, следовательно, их производные нигде не могут иметь разрыва Адамара. Примером может служить метрика Петрова

$$ds^2 = 2dx^0 dx^1 - \mathrm{sh}^2 x^0 \, dx^{2\,2} - \sin^2 x^0 \, dx^{3\,2},$$

для которой

$$\partial_\alpha \varphi = \delta_1^\beta g_{\alpha\beta} = g_{1\alpha},$$

т. е. $\varphi = x^0 + \mathrm{const}$. Очевидно, на поверхности «фронта волны» ($x^0 = \mathrm{const}$) компоненты тензора кривизны

$$R_{0202} = -\,\mathrm{sh}^2 x^0, \quad R_{0303} = -\sin^2 x^0$$

не могут иметь разрыва Адамара.

Указанный недостаток относится и к другим рассмотренным выше ковариантным критериям гравитационных волн, в основу которых положено понятие разрыва Адамара компонент тензора Римана.

Подводя итоги, можно сказать, что в настоящий момент проблема гравитационных волн как в теоретическом, так и в экспериментальном плане весьма далека от окончательного разрешения. Но она остается одной из наиболее актуальных и принципиально важных проблем не только теории тяготения, но и всей современной физики и привлекает к себе все большее внимание исследователей. Поэтому можно ожидать, что эта проблема получит изящное разрешение и займет достойное место в стройной картине эйнштейновской теории тяготения.