1973 г. Август *Том 110, вып. 1*

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

523(.16+.84)

ГРАВИТАЦИОННО-ВОЛНОВАЯ АСТРОНОМИЯ *)

У. Пресс, К. Торн

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение 570
2. Свойства гравитационных волн 570
а) Физическая реальность волн (570). б) Что такое гравитационная волна? (571). в) Энергия, переносимая волнами (573). г) Распространение волн (573).
3. Генерация гравитационных волн 573
а) Основные режимы (573). б) Медленно меняющиеся источники (574). в) Быстро меняющиеся источники со слабым полем (575). г) Быстро меняющийся источник с сильным полем (575).
4. Астрофизические источники гравитационных волн 576
а) Заведомо существующие источники (576). 1) Взрывы ядерных бомб и другие земные источники (576). 2) Системы двойных звезд (576). 3) Пульсары (580). 4) Сверхновые и рождение нейтронных звезд (581). 5) Взрывы в квазарах и ядрах галактик (581). 6) Атомные и молекулярные процессы (582). б) Источники, которые, вероятно, существуют (582). 1) Коллапсирующая звезда с малой оптической активностью (582). 2) Конденсация галактик (582). 3) Реликтовое гравитационное излучение (583). в) Источники, которые могли бы существовать (583). 1) Гигантские «черные дыры» в ядрах галактик (583). 2) «Черные дыры» в шаровых скоплениях (584). 3) Сверхплотные скопления (584). 4) Когерентная конверсия электромагнитных волн в гравитационные (584).
5. Приемники гравитационных волн 584
а) Антенна из свободных масс (585). б) Немеханические датчики смещений (586). в) Почти-свободные антенны (587). г) Механические датчики смещений (588). д) Акустические системы: правильное и неправильное использование резонанса (591). е) Тепловой шум в резонансных антеннах (595). ж) Классы резонансных антенн (596). 1) Резонансные антенны с распределенными параметрами (596). 2) Резонансные антенны с сосредоточенными параметрами (596). 3) Акустические линии передачи (596). 4) Вращающиеся резонансно-гетеродинные антенны (596). 5) Взаимодействия с с поверхностями тел (597). з) Другие гравитационно-волновые антенны (597). и) Направленность антенн, антенные решетки (598). к) Естественные антенны (599).
6. Эксперимент Вебера 600
а) Детекторы Вебера и события Вебера (600). б) Факты в пользу гравитационных волн (601). в) Расчетная интенсивность волн (601). г) Светимость источника (601). д) Остальные догадки (602).
7. Заключение 602
Цитированная литература 603

---

*) W. H. Press, K. S. Thorne, Gravitational-Wave Astronomy. Preprint, California Institute of Technology, Pusadena, California, February 1972. Перевод А. А. Любушина.

1. ВВЕДЕНИЕ

«Окна» наблюдательной астрономии расширились. Сегодня они включают, наряду с фотонами из многих участков электромагнитного спектра, также космические лучи, метеориты, частицы солнечного ветра, образцы лунной поверхности и нейтрино. С гравитационно-волновой астрономией мы стоим на пороге — или скорее перед порогом — появления еще одного окна; это окно особенно важно потому, что оно позволит нам наблюдать явления, которые не могут быть адекватно изучены другими методами: гравитационный коллапс, «черные дыры», внутренность Сверхновых, двойные звезды с малым периодом и, возможно, новые детали структуры пульсаров. Вполне вероятно, что гравитационно-волновая астрономия откроет совершенно новые явления или знакомые явления в незнакомом облике при попытках объяснить наблюдения Джозефа Вебера.

Гравитационно-волновую астрономию ждет блестящее будущее независимо от того, обнаружил ли действительно Вебер [1-6] гравитационное излучение. Если события Вебера и в самом деле вызваны гравитационными волнами, то активная деятельность текущего десятилетия будет направлена на измерения поляризации, спектра и формы этих волн, на попытки теоретического объяснения их источника. Если же события Вебера не являются гравитационными волнами, их объяснение может представить самостоятельный астрофизический интерес и, по меньшей мере, будет способствовать развитию гравитационно-волновой техники, достаточной для приема волн от хорошо известных источников к 1980 г.

Авторы находят довольно убедительным экспериментальное доказательство Вебера в пользу существования гравитационных волн. Но мы также хорошо сознаем, что пока еще нет правдоподобного объяснения источника волн и принимаемой интенсивности. Таким образом, мы чувствуем необходимость защитить настоящий обзор от обвинений в несостоятельности в случае «развенчания» результатов Вебера. Мы сделали это, сославшись в конце статьи (гл. 6) на все идеи, результаты и дискуссии, связанные с наблюдениями Вебера.

2. СВОЙСТВА ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН

а) Физическая реальность волн. Эйнштейновская теория тяготения («общая теория относительности») недвусмысленно предсказывает, что гравитационные волны могут существовать, что они должны генерироваться несферической динамически меняющейся системой, что они воздействуют на свой источник радиационным трением, что сила радиационного трения всегда уменьшает энергию источника, что волны должны уносить энергию со скоростью ее уменьшения в источнике вследствие радиационного трения и что энергия волн может снова переходить к материи (например, в гравитационно-волновой антенне). (Относительно детальных математических выводов этих предсказаний см., например, работу [7].)

К сожалению, было время (1925—1955 гг.), когда многие теоретики-релятивисты сомневались в том, что общая теория относительности действительно делает все эти предсказания. Но эти сомнения, как мы теперь понимаем, не имели никаких оснований. Они порождались ошибочными взглядами и ошибочным анализом. Мало того, что эйнштейновская теория гравитации действительно предсказывает существование гравитационных волн,— это делают также теория Бранса и Дикки [8] и ее обобщения [9-12] и любая другая теория гравитации, которая на сегодня доступна эксперименту. (Относительно обсуждения современных жизнеспособных теорий

см. работы [13-15].) Более того, похоже, хотя это еще не доказано, что мощность и спектр гравитационных волн, испускаемых несферическим источником, не зависят по порядку величины от теории. (См., например, работу [16].) Интенсивность волн, вероятно, фиксируется локальной справедливостью специальной теории относительности, характером тяготения в ньютоновском пределе и принципами, не зависящими от конкретного вида теории (сохранение полной энергии и т. п.). Для идеально сферического источника некоторые теории — теории со скалярным гравитационным полем — допускают монопольное излучение, которое запрещено в (чисто тензорной!) общей теории относительности. Однако интенсивность монопольных волн сравнима с интенсивностью квадрупольных волн, которые испускал бы тот же самый источник согласно общей теории относительности, если нарушить его сферичность [10, 17].

Подробные формулы и численные величины, приводимые в настоящей статье, будут основываться на предсказаниях общей теории относительности.

б) Что такое гравитационная волна? Ясный и притом количественный ответ на этот вопрос может быть дан без обращения к формализму общей теории относительности.

В ньютоновской теории гравитационное поле полностью описывается гравитационным потенциалом φ. В окрестности некоторой точки (например, центра масс принимающей гравитационной антенны) потенциал может быть разложен в степенной ряд:

$$\varphi(x) = \varphi_0 - \sum_j g_j x_j + \sum_{j,k} \frac{1}{2} R_{j0k0} x_j x_k + \ldots, \tag{1}$$

где x_j — компоненты вектора x из выбранной точки в точку наблюдения, величины g_j — компоненты «местного ускорения силы тяжести», а величины R_{j0k0} — мера неоднородности гравитационного поля в выбранной начальной точке. На языке Эйнштейна величины R_{j0k0} являются компонентами «тензора кривизны Римана». (Существуют еще дополнительные компоненты, отвечающие отличным от нуля индексам во второй и четвертой позициях тензора R_{j0k0}, но ими можно пренебречь в этой обзорной статье.) На языке Ньютона величины R_{j0k0} есть вторые производные потенциала φ:

$$R_{j0k0} = \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_j \partial x_k}. \tag{2}$$

Силы тяготения, действующие на массу m в точке x, даются выражением $\mathbf{F} = -\nabla\varphi$ и имеют компоненты

$$F_j = -m\frac{\partial \varphi}{\partial x_j} = mg_j - \sum_k mR_{j0k0}x_k. \tag{3}$$

Заметим, что сила $-\sum_k mR_{j0k0}x_k$ линейно зависит от положения массы. Это —«относительная сила» (иногда ее называют еще «приливной силой» или «напряжением») между положением x и начальной точкой. Эта относительная сила ответственна за океанские приливы (Солнце и Луна сильнее, чем Землю в целом, притягивают близкие и слабее—далекие океаны, создавая две приливные выпуклости); она также ответственна за общую прецессию равноденствия (Луна и Солнце сильнее притягивают те части экваториальных выпуклостей, которые наиболее близки к ним, и слабее — те, которые наиболее удалены; это приводит к появлению момента, под действием которого прецессирует ось вращения Земли).

Гравитационные волны могут рассматриваться как *«поле (относительных) сил, распространяющееся со скоростью света»*. Они являются вкладом в R_{j0k0}, о котором Ньютон ничего не знал и который может быть добавлен непосредственно к ньютоновской составляющей (по меньшей мере в ближней ньютоновской части пространства-времени, подобной Солнечной системе):

$$R_{j0k0} = \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_j \, \partial x_k} + R_{j0k0}^{(\mathrm{GW})}. \tag{4}$$

Эйнштейновская теория диктует вид $R_{j0k0}^{(\mathrm{GW})}$. Например, (локально) плоская гравитационная волна, распространяющаяся в направлении оси z, имеет

$$\begin{aligned} R_{x0x0}^{(\mathrm{GW})} &= -R_{y0y0}^{(\mathrm{GW})} = -\frac{1}{2}\ddot{h}_+\left(t-\frac{z}{c}\right), \\ R_{x0y0}^{(\mathrm{GW})} &= R_{y0x0}^{(\mathrm{GW})} = -\frac{1}{2}\ddot{h}_\times\left(t-\frac{z}{c}\right); \end{aligned} \tag{5}$$

все остальные компоненты равны нулю. Здесь h_+ и $h_\times$ — произвольные безразмерные функции, представляющие мгновенную амплитуду *) волны в двух взаимно ортогональных поляризациях «+» и «×»; точки означают

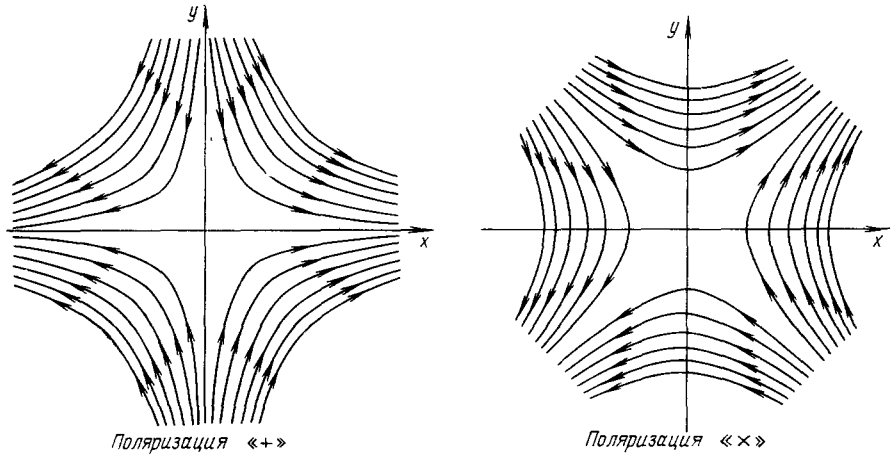

Рис. 1. Диаграмма относительных силовых линий, вызываемых гравитационной волной [118].

Отправная точка, относительно которой измеряются силы, расположена в начале координат. Направление относительной силы в каждой точке указано стрелкой; величина силы пропорциональна плотности силовых линий. Силовые линии представляют собой гиперболы, и их плотность пропорциональна расстоянию от исходной точки (см. равенства (3) и (15)). Диаграмма для поляризации «+» отвечает равенству (5) с $\ddot{h}_\times = 0$, $\ddot{h}_+ > 0$, диаграмма для поляризации «×» — $\ddot{h}_+ = 0$, $\ddot{h}_\times > 0$. При изменении фазы волны на 180° направления всех стрелок меняются на противоположные.

производные по t; c — скорость света. Заметим, что относительная сила $F_j = -\sum_k mR_{j0k0}x_k$ строго перпендикулярна к направлению (z) распространения. В этом смысле гравитационные волны, так же как и электромагнитные, поперечны. Рис. 1 представляет относительные силы в гравитационной волне диаграммой силовых линий. Объект, помещенный

*) В общей теории относительности h_+ и $h_\times$ есть величины возмущений метрического тензора $g_{\mu\nu} = \mathrm{diag}\,(-1, 1, 1, 1) + h_{\mu\nu}$ (см., например, работу [7], где h_+ и $h_\times$ обозначены как $A_\perp$ и $A_\times$). Это обстоятельство проясняет обозначения, но несущественно для дальнейшего.

в такое силовое поле, будет подвергаться действию переменных во времени напряжений, обусловленных волновыми относительными силами, и эти напряжения приведут к механическим натяжениям. В этом состоит взаимодействие волны с материей. Ниже мы увидим, что величина возникающего натяжения совпадает по порядку величины с безразмерной волновой амплитудой h.

в) Энергия, переносимая волнами. Подобно электромагнитным волнам гравитационные волны переносят энергию со скоростью света ((поток энергии) = (плотность энергии) × (скорость света)). Для гравитационной волны поток энергии хорошо определен, если усреднять его по нескольким длинам волн, но нельзя однозначно ответить на вопрос: где сосредоточена энергия, в «выпуклостях» или во «впадинах ? [18]. Поток энергии, выраженный через амплитуду и операцию $\langle \ldots \rangle$ усреднения по нескольким длинам волн, имеет вид [7, 18]

$$F = \frac{c^3}{16\pi G} \langle \dot{h}_\times^2 + \dot{h}_+^2 \rangle = \frac{L_0}{16\pi} \left\langle \left(\frac{1}{c}\dot{h}_+\right)^2 + \left(\frac{1}{c}\dot{h}_\times\right)^2 \right\rangle, \tag{6}$$

где G — ньютоновская постоянная тяготения, а L_0 — естественная единица мощности в теории тяготения:

$$L_0 = \frac{c^5}{G} = 3{,}63 \cdot 10^{59}\ \textit{эрг/сек} = 2{,}03 \cdot 10^5 M_\odot c^2/\textit{сек}. \tag{7}$$

Этот поток энергии обладает всеми теми свойствами, которых следует ожидать на основе знакомства с электромагнитной теорией: он сохраняется (амплитуда убывает как r^{-1}, поток — как r^{-2} при удалении от источника); он может быть распределен по направлениям; он сам служит источником гравитации (например, он создает дополнительное космологическое искривление Вселенной). Относительно дальнейших подробностей см. работы [7, 18].

г) Распространение волн. Однажды излученные гравитационные волны распространяются фактически беспрепятственно все время. Их труднее остановить, чем нейтрино! Единственные изменения, происходящие с волнами за время их распространения,— красные смещения (допплеровское, гравитационное и космологическое, идентичные таковым для электромагнитных волн) и убывание амплитуды по «закону обратных квадратов» при распространении волнового фронта (также в полной аналогии с электромагнитными волнами). Другие изменения (дисперсия, рассеяние, «хвосты» и пр.) в принципе также имеют место, но пренебрежимо малы всюду, за исключением окрестностей ультрарелятивистских источников.

3. ГЕНЕРАЦИЯ ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН

а) Основные режимы. При анализе источников гравитационных волн особую важность имеют следующие два момента:

1) Является ли источник быстро меняющимся или медленно меняющимся? «Медленное изменение» (или «медленное движение») означает, что приведенная длина волны $\lambda\!\!\!^{-} = \lambda/2\pi$ характерных излучаемых волн много больше размера источника, $\lambda\!\!\!^{-} \gg L$, т. е. что источник расположен внутри ближней (индуктивной) зоны своего поля. Такая картина типична (хотя и не обязательна), если характерные скорости внутренних движений (относительно центра масс) много меньше скорости света, $v \ll c$. «Быстрое

движение», или «быстрое изменение», означает, что источник лежит частично в своей собственной волновой зоне, $\lambda\!\!\!^{-} \lesssim L$; это с необходимостью так, если $v \sim c$.

2) Является ли гравитационное поле внутри источника слабым или сильным? «Слабое» означает малость шварцшильдовского радиуса по сравнению с размером источника, $L \gg 2GM/c^2 \approx 3$ *км* (M/M_0); «сильное» означает, что $L \sim 2GM/c^2$.

б) Медленно меняющиеся источники. Если $\lambda\!\!\!^{-} \gg L$, то процессы излучения описываются рядом простых формул. Эти формулы применимы к источникам с сильным полем столь же хорошо, как и к источникам со слабым полем (см. работу [19] или [7], §§ 36.9 и 36.10). Простота теории излучения в случае $\lambda\!\!\!^{-} \gg L$ следует из того, что, подобно электромагнитному, гравитационное излучение допускает в этом случае приближение «плохой антенны» или «наинизшей мультипольности». (В электромагнетизме оно еще называется «дипольным приближением».) Источник с размерами, много меньшими длины волны, является очень малоэффективным излучателем и (с точностью до поправок порядка $(L/\lambda\!\!\!^{-})^2$) излучает только в наинизшей незапрещенной мультипольности. Для гравитационного излучения таковой является квадрупольная радиация, и радиация от медленно меняющегося источника полностью определяется временнóй зависимостью его «приведенного тензора квадрупольного момента» $\mathcal{J}_{jk}$. Для источников со слабым полем (например, Солнечная система, но не пульсар) $\mathcal{J}_{jk}$ имеет хорошо известный вид

$$\mathcal{J}_{jk} = (\text{девиационная}^{*}) \text{ часть тензора момента инерции}) = \\ = \int \rho x_j x_k \, d^3x - \frac{1}{3}\delta_{jk} \int \rho r^2 \, d^3x. \qquad (8)$$

Для источников с сильным полем тензор $\mathcal{J}_{jk}$, вычисленный по этой формуле, дает лишь грубую оценку по порядку величины. Вместо этого тензор $\mathcal{J}_{jk}$ определяется в случае источников с сильным полем по ньютоновскому потенциалу вне источника (при $r > L$ и $r \gg GM/c^2$), но в ближней зоне ($r \ll \lambda\!\!\!^{-}$). Точное вычисление требует привлечения общей теории относительности (см., например, работу [20]; там рассматривается случай вращающейся деформированной нейтронной звезды, т. е. пульсара).

В терминах так или иначе найденного тензора $\mathcal{J}_{jk}$ полная мощность, излучаемая в квадрупольных волнах медленно меняющимся источником, есть

$$L^{(\mathrm{GW})} = \frac{G}{c^5}\frac{1}{5}\sum_{j,\,k} \langle (\ddot{\mathcal{J}}_{jk})^2 \rangle \sim L_0 \left(\frac{2GM_{\text{эфф}}}{c^2 L}\right)^2 \left(\frac{L}{\lambda\!\!\!^{-}}\right)^6 \sim \\ \sim L_0 \left(\frac{2GM_{\text{эфф}}}{c^2 L}\right)^2 \left(\frac{v}{c}\right)^2 \sim L_{\text{внутр}} \frac{L_{\text{внутр}}}{L_0}\,; \qquad (9)$$

здесь $M_{\text{эфф}}$ —«эффективная масса» в меняющемся квадрупольном моменте, определяемая как (амплитуда изменения $\mathcal{J}_{jk}) = M_{\text{эфф}} L^2$; $v = cL/\lambda\!\!\!^{-}$ — характерная внутренняя скорость, а $L_{\text{внутр}}$ —«внутренний поток мощности», связанный с движением квадруполя:

$$L_{\text{внутр}} = \frac{1}{2} M_{\text{эфф}} v^2 \frac{L}{v}. \qquad (10)$$

*) (В оригинале — traseless.) Симметрический тензор второго ранга называется *девиатором*, если его след равен нулю (см., например, работу [142], стр. 201). (*Прим. перев.*)

Мощность излучается в соответствии с типичной квадрупольной диаграммой направленности (амплитуда квадратична по косинусам углов). Более точно, поток, излучаемый в данном направлении (единичного вектора n_j), есть

$$F = \frac{G}{c^5}\frac{1}{8\pi r^2}\sum_{j,k}\langle(\dddot{\mathcal{J}}_{jk}^{\text{ПД}})^2\rangle_{\text{зап}}, \tag{11}$$

где «зап» означает «вычисленный в запаздывающем времени $[t - (r/c)]$», а $\mathcal{J}_{jk}^{\text{ПД}}$ —«поперечная девиационная часть тензора $\mathcal{J}_{jk}$»:

$$\mathcal{J}_{jk}^{\text{ПД}} = \sum_{l,m}(\delta_{lj} - n_l n_j)\,\mathcal{J}_{lm}\,(\delta_{mk} - n_m n_k). \tag{12}$$

Поле относительных сил R_{j0k0}, вызываемое волной, есть

$$R_{j0k0} = -\frac{G}{c^4}\frac{1}{r}\left[\frac{d^4\mathcal{J}_{jk}^{\text{ПД}}}{dt^4}\right]_{\text{зап}} \tag{13}$$

и соответствует безразмерной амплитуде порядка

$$h_{+\text{ или }\times} \sim \left(\frac{GM_{\text{эфф}}/c^2}{r}\right)\left(\frac{v}{c}\right)^2 \approx 10^{-16}\frac{M_{\text{эфф}}}{M_\odot}\left(\frac{v}{c}\right)^2\frac{1\ \text{кпс}}{r}. \tag{14}$$

в) Быстро меняющиеся источники со слабым полем. Когда квадрупольное излучение не доминирует над октупольным и излучениями высших порядков, пользоваться вышеприведенными формулами нельзя. В этом случае следует пользоваться полным формализмом общей теории относительности или «линеаризованной теорией» (линейным приближением общей теории относительности).

В литературе проанализировано всего несколько примеров быстро меняющихся источников со слабым полем. Один пример — это «кулоновское рассеяние» на малый угол быстро движущейся легкой звезды на тяжелой звезде [21]. В течение столкновения и слабого отклонения легкая звезда испускает «гравитационно-тормозное излучение». Для скоростей звезды, близких к скорости света, излучение имеет острый пик в направлении движения звезды ((половина угла) $\sim (1 - v^2)^{1/2}$). Во втором примере [22] рассматриваются массы на замкнутых орбитах, но притягивающая сила должна быть негравитационной. (Если она будет гравитационной, то она будет «сильной», и приближение слабого поля будет неприменимо.) В этом случае также имеется направленный вперед луч радиации.

г) Быстро меняющийся источник с сильным полем. (Примеры: падение материи в «черную дыру», нейтронные звезды на замкнутых орбитах при релятивистских скоростях.) Для этих случаев не существует стандартных методов анализа. Формализм медленного движения непригоден, хотя есть надежда, что при «обрезании» излучения на шварцшильдовском радиусе он может давать грубые указания на порядок величины энергии, продолжительности излучения и спектр волн (см., например, работу [23]). Линеаризованная теория тоже не проходит, но часто тоже применяется с обрезанием для получения грубых оценок. Единственными надежными расчетами, выполненными к настоящему моменту, являются расчеты малых возмущений статически равновесных конфигураций: малые пульсации полностью релятивистской нейтронной звезды [24]; гравитационный коллапс объекта с малыми несферическими возмущениями и образование «черной дыры» [25–27]; падение малого объекта на массивную «черную дыру» [28, 29]; малые объекты на свободных гиперболических орбитах вблизи «черной дыры» [30]. Такие расчеты часто

упрощаются (для оценок по порядку величины) заменой гравитационного волнового уравнения значительно более простым скалярным волновым уравнением [26, 31].

Равенство (9) указывает на то, что быстро меняющийся источник с сильным полем испускает значительно более мощное гравитационное излучение, чем медленно меняющийся источник или источник со слабым полем при той же массе. По порядку величины эта мощность может быть столь же велика, как и «натуральная» единица мощности L_0 (см. равенство (7)), но она, вероятно, не может быть существенно больше, чем L_0. Развитие методов анализа быстро меняющихся источников потребует еще значительных усилий.

4. АСТРОФИЗИЧЕСКИЕ ИСТОЧНИКИ ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН

Настоящая глава содержит авторскую теоретическую оценку характеристик потока гравитационных волн у Земли. Наша оценка («догадка», возможно,— лучшее слово) основывается на обзоре литературы, посвященной теоретическому анализу астрофизических источников гравитационных волн. Мы выдвигаем нашу оценку с полным ожиданием того, что она ошибочна во многих, если не в большинстве отношений. (Стало обычным удивляться сюрпризам наблюдательной астрономии — иногда более фантастичным, чем самые сумасбродные мечты теоретиков!) Однако мы чувствуем необходимость такой оценки, как некоего фона, на котором планируются, строятся и анализируются эксперименты.

В нашем обсуждении ожидаемого излучения (в этой главе) и методов обнаружения (гл. 5 и 6) мы будем подразделять спектр гравитационных волн на области от «сверхнизких частот» (СНЧ), полосы от 10^{-7} до 10^{-4} *гц*, до «сверхвысоких частот» («СВЧ»), полосы от 10^{+8} до 10^{+11} *гц*. Табл. I перечисляет области спектра и их характеристики, а в табл. II резюмируются оценки излучения, ожидаемого в каждой из этих областей спектра. Идеи и расчеты, лежащие в основе табл. II, изложены ниже в тексте, начиная с источников, достоверно существующих, и кончая источниками, которые могли бы существовать, но кажутся невероятными.

а) Заведомо существующие источники. 1) *Взрывы ядерных бомб и другие земные источники.* За возможным исключением весьма софистских ядерных взрывов в сильно ограниченных областях[32] и с трудом приемлемых некоторых лазероподобных устройств [33-36], все земные источники гравитационных волн слишком и слишком слабы для любого из сконструированных на сегодня детекторов [7, 23, 37].

2) *Системы двойных звезд.* Все известные двойные звезды имеют период больше часа, что соответствует $\lambda\!\!\!^{-}/L \sim (c^2L/GM)^{1/2} \gg 10^3$. Таким образом, они изменяются столь медленно и имеют настолько слабые внутренние поля, что с большой точностью могут быть проанализированы на основе соотношений (8) — (14). Такой анализ [38] предсказывает следующий выход мощности:

$$L = \frac{32}{5}\left(\frac{G^5}{c^{10}}\frac{\mu^2M^3}{a^5}\right) f(e)\, L_0 = \left(3{,}0\cdot 10^{33}\frac{\text{эрг}}{\text{сек}}\right)\left(\frac{\mu}{M_\odot}\right)^2\left(\frac{M}{M_\odot}\right)^{4/3}\left(\frac{P}{1\ \text{час}}\right)^{-10/3} f(e), \qquad (15)$$

здесь M и μ — полная и приведенная масса системы:

$$M = m_1 + m_2, \qquad \mu = m_1m_2/M, \qquad (16)$$

Таблица I

Диапазоны гравитационных волн

Обозначение	Частота или период	Длина волны	Типичные источники	Длина акустической резонансной антенны	Полезные антенны
Предельно низкие частоты (ПНЧ)	10^7—10^4 *сек*	1 *пск*—20 а. е.	Космологические (?); взрывы в квазарах и ядрах галактик; двойные звезды		
Сверхнизкие частоты (СНЧ)	10^4—10 *сек*	20 а. е.—$3\cdot10^6$ *км*	Двойные с коротким периодом; гигантские «черные дыры» (10^5—10^8 $M_\odot$)	25 000—25 *км*	Планетарный резонанс; свободные массы в дальнем космосе
Низкие частоты (НЧ)	0,1—100 *гц*	$3\cdot10^6$ *км*—3000 *км*	Пульсары	25 *км*—25 *м*	Гетеродинные антенны; антенны с сосредоточенными параметрами; свободные массы в ближнем космосе
Средние частоты (СЧ)	100 *гц*—100 *кгц*	3000 *км*—3 *км*	«Черные дыры» (1—10^3 $M_\odot$); коллапсы звезд; вспышки Вебера; сверхновые	25 *м*—2,5 *см*	Резонансные антенны (Вебера); лабораторные почти-свободные массы
Высокие частоты (ВЧ)	100 *кгц*—100 *Мгц*	3 *км*—3 *м*	Искусственные (?)		Лабораторные почти-свободные массы
Сверхвысокие частоты (СВЧ)	100 *Мгц*—100 *Ггц*	3 *м*—3 *мм*	Реликтовые (?)		Гравитоэлектрические детекторы

a — большая полуось орбиты системы, P — период, $f(e)$ — следующая функция орбитального эксцентриситета:

$$f(e)=\left(1+\frac{73}{24}e^2+\frac{37}{96}e^4\right)\Big/(1-e^2)^{7/2}. \qquad (17)$$

Излучение испускается на «основной» частоте, равной удвоенной частоте обращения, и на высших гармониках основной частоты — от третьей при $e=0{,}5$ до десятой при $e=0{,}7$. Излучение наиболее сильно в периастре, и таким образом, реакция излучения стремится округлить орбиту. Если гравитационное излучение является основной причиной изменения орбитального периода и если орбита близка к круговой, то орбитальный период будет убывать со скоростью

$$\frac{1}{P}\frac{dP}{dt}=-\frac{96}{5}\frac{G^3}{c^5}\frac{\mu M^2}{a^4}=\frac{1}{2{,}8\cdot10^7\ \text{лет}}\left(\frac{M}{M_\odot}\right)^{2/3}\frac{\mu}{M_\odot}\left(\frac{1\ \text{час}}{P}\right)^{8/3}. \qquad (18)$$

Однако проблема двойных звезд с малым периодом более сложна. Поскольку радиационное трение сокращает орбиту, одна из звезд может

Таблица II

Гравитационные волны, омывающие Землю

Область спектра	Происхождение	Характеристики волн
Длина волны $\gtrsim$ размеров галактик	Реликтовое	Неизвестны, но плотность энергии волн не должна превосходить $\rho_{max} \sim 10^{-28}$ *г/см*^{3} (бо́льшие значения приводили бы к большему параметру замедления Вселенной); таким образом, $F < 3 \cdot 10^3$ *эрг/см*^{2}*сек*, $h < 2 \cdot 10^{-7}$ $(\lambda\!\!\!^{-}/10^6$ св. лет$)^2$
	Образование галактик	$\lambda\!\!\!^{-} \sim 10^5$ св. лет, $F < 10^{-2}$ *эрг/см*^{2}*сек*, $h < 10^{-7}$
ПНЧ (P от 100 дней до 3 часов)	Взрывы в далеких квазарах и ядрах галактик	Гигантские взрывы (например, такие, которые создают сильные радиоисточники) могут порождать широкополосные вспышки с $P \sim 100$ дней, $F \sim 10^{-12}$ *эрг/см*^{2}*сек*, $h \sim 10^{-21}$; параметры могут сильно отличаться от приведенных в зависимости от близости и природы взрывов; краткосрочные вспышки от квазаров (освобождающаяся энергия $E = 10^{53}$ *эрг* за время ~ 1 дня производит волны с потоком $F \sim 10^{-21}$ *эрг/см*^{2}*сек*, который много меньше потока, посылаемого двойными звездами)
	Двойные звезды в нашей Галактике	При $P > 10$ дней слишком слабы, чтобы представлять какой-либо интерес; каждый источник излучает монохроматично на основной частоте $\nu_0^{(GW)} = 2/$(орбитальный период) и на высших гармониках $\nu_n = (n+1)\,\nu_0^{(GW)}$; наиболее яркий из известных источников — *i* Волопаса — посылает на Землю излучение с $\nu_0^{(GW)} = 7{,}5$/день, $F = 1 \cdot 10^{-10}$ *эрг/см*^{2}*сек*, $h = 6 \cdot 10^{-21}$; другие источники обладающие подобной же частотой $\nu_0^{(GW)}$, но с потоком $F \sim 10^{-12}$—10^{-11} *эрг/см*^{2}*сек*, перечислены Брагинским [41] и Руффини и Уилером [23]; полный поток у Земли в ПНЧ-диапазоне составляет $F \sim 1 \cdot 10^{-7}$ *эрг/см*^{2}*сек* при максимуме спектра на частоте $\nu^{(GW)} \sim 6$/день
СНЧ (P от $\sim 10^4$ *сек* до ~ 10 *сек*)	Гигантские «черные дыры» ($M = 10^5$—$10^8\,M_\odot$)	Такая «черная дыра» могла бы существовать в ядре нашей Галактики; если она действительно существует, то при каждом «проглатывании» звезды с массой $M \sim M_\odot$ она будет испускать широкополосную вспышку в СНЧ-диапазоне ($E \sim 10^{45}$ *эрг*, $F \sim 10^{-3}$ *эрг/см*^{2}*сек*, $h \sim 10^{-19}$)
НЧ (ν от $\sim 0{,}1$ *гц* до ~ 100 *гц*)	Пульсары	Пульсар «Краба» (NP0532) излучает высокомонохроматические волны на частоте $\nu \approx 60$ *гц* и с $F < 3 \cdot 10^{-7}$ *эрг/см*^{2}*сек*, $h < 0{,}7 \cdot 10^{-24}$; наша «наилучшая догадка» (возможная ошибка $\sim$ два порядка величины по потоку) есть $F \sim 3 \cdot 10^{-13}$ *эрг/см*^{2}*сек*, $h \sim 10^{-27}$; другие известные пульсары дают примерно в 400 раз меньший поток

Продолжение табл. II

Область спектра	Происхождение волн	Характеристики волн
СЧ (ν от ~ 100 *гц* до ~ 100 *кгц*)	Сверхновые и коллапс звезд с малой оптической обнаружимостью	Происходят в нашей Галактике по меньшей мере примерно раз в 100 лет,— возможно, что и много чаще: раз в 1 год; должны вызывать несколько широкополосных вспышек с $\nu \sim 1$—10 *кгц*, длительностью $\sim 10^{-3}$—1 *сек*, $F \sim 10^{10}$ *эрг/см²сек* и $h \sim 2 \cdot 10^{-19}$—10^{-17}; в удаленных галактиках (таких, как в скоплении Девы) такие события будут происходить по меньшей мере ежемесячно, давая $F \sim 10$—10^4 *эрг/см²сек*, $h \sim 2 \cdot 10^{-22}$—10^{-20}. Если после коллапса образовалась нейтронная звезда, то ее вращение приведет к излучению монохроматических волн (в течение нескольких первых дней ее жизни) с частотой $\nu \sim 1$ *кгц*, $F \sim 1$ *эрг/см²сек*, $h \sim 10^{-22}$ для сверхновой из нашей Галактики и с $F \sim 10^{-6}$ *эрг/см²сек*, $h \sim 10^{-25}$ для удаленных сверхновых
	Сверхплотные скопления	См. основной текст; такие источники маловероятны с позиций 1971 г.
	Гигантская «черная дыра» в центре Галактики	Гравитационно-синхротронное излучение от объектов, вторгающихся в «черную дыру» с большой энергией, может появляться в СЧ диапазоне; см. текст; такие источники маловероятны с позиций 1971 г.

вторгнуться в пределы сферы Роше другой звезды, что приведет к переносу массы от одной звезды к другой и может заметно повлиять на эволюцию системы [39, 40]. Может также иметь место отрыв массы и уход ее на бесконечность.

При приеме на Земле поток и безразмерная амплитуда гравитационных волн от двойной звезды составляют

$$F = \left(2{,}6 \cdot 10^{-9} \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2\,\text{сек}}\right) \left(\frac{\mu}{M_\odot}\right)^2 \left(\frac{M}{M_\odot}\right)^{4/3} \left(\frac{P}{1\ \text{час}}\right)^{-10/3} \left(\frac{r}{100\ \text{пс}}\right)^{-2} f(e), \tag{19}$$

$$h = (h^2_{+\max} + h^2_{\times\max})^{1/2} = \\ = 1{,}4 \cdot 10^{-20} \frac{\mu}{M_\odot} \left(\frac{M}{M_\odot}\right)^{2/3} \left(\frac{P}{1\ \text{час}}\right)^{-2/3} \left(\frac{r}{100\text{пс}}\right)^{-1} f(e). \tag{20}$$

Брагинский [41] и Руффини и Уилер ([23], стр. 128) составили краткий неполный перечень сильно излучающих оптических двойных звезд, но никто не пытался составить полный перечень. Наиболее сильно излучающие двойные из этих перечней имеют орбитальные периоды $P \sim 8$ *час* и посылают поток, составляющий у Земли величину $F \approx 10^{-12} - 10^{-10}$ *эрг/см²сек*, что отвечает амплитуде h порядка 10^{-22}—10^{-21}. Мироновский [42] рассчитал полный поток, посылаемый на Землю всеми двойными с периодами $P \gtrsim 1$ *час*. Предполагая, что Галактика содержит около $2 \cdot 10^7$ двойных звезд WUMa-типа, находим $F_{\text{полн}} \sim 10^{-7}$ *эрг/см²сек* с максимумом спектра вблизи волнового периода порядка 4 *час*. Двойные звезды с периодами, меньшими одного часа, разрушаются из-за истечения и радиационного затухания столь быстро, что: 1) неудивительно, что астрономам не удалось

обнаружить ни одной такой системы, и 2) нельзя с какой-либо уверенностью ожидать даже единичной двойной звезды с периодом $P < 1$ час, достаточно близкой для того, чтобы обеспечить поток $F > 10^{-10}$ *эрг/см²сек*.

3) *Пульсары*. Можно ожидать, что нейтронные звезды пульсаров с большой точностью симметричны относительно оси своего вращения. Это — весьма печальное обстоятельство, ибо только отклонения от аксиальной симметрии могут вызывать появление переменного во времени квадрупольного момента и тем самым излучение гравитационных волн. Инсер [20] дал детальный математический анализ излучения, связанного с заданной деформацией, но для наших целей достаточно оценок по порядку величины. (Эти оценки выполнены Мелошем [43], Острайкером и Ганном [44], Феррари и Руффини [45], Шкловским [46].) Если представить нейтронную звезду слегка деформированной однородной сферой с моментом инерции I, периодом вращения P и эллиптичностью

$$\varepsilon = \frac{e^2}{2} = \frac{\text{разность двух экваториальных радиусов}}{\text{средний экваториальный радиус}}$$

то получим следующую мощность излучения:

$$L = \frac{32}{5}\frac{G}{c^5} I^2 \varepsilon^2 \left(\frac{2\pi}{P}\right)^6 \sim \left(10^{38}\,\frac{эрг}{сек}\right) \frac{I}{4\cdot 10^{44} г\cdot см^2} \left(\frac{P}{0{,}033\ сек}\right)^{-6} \left(\frac{\varepsilon}{10^{-3}}\right)^2. \quad (21)$$

Самым обещающим пульсаром является пульсар NP 0532 (пульсар в Крабовидной туманности); он имеет самый короткий период (0,033 *сек*), и весьма вероятно, что он деформирован. Решающее значение имеет величина неаксиальной деформации ε. Верхний предел $\varepsilon < 10^{-3}$ вытекает из требования, чтобы замедление периода вследствие радиационного трения не превосходило наблюдаемой величины. Нижний предел $\varepsilon \gtrsim 10^{-11}$ вытекает из рассмотрения деформаций, обусловленных полоидальным магнитным давлением ([43]; отметим, что в работе [47] указывается на ошибку в уравнении (4) работы [43] и, следовательно, в численных результатах). Теоретический анализ величины коры пульсара и теоретическая интерпретация изменений периода пульсара NP 0532 за счет «звездотрясений» дает следующую величину эллиптичности в экваториальной плоскости: $\varepsilon \sim 10^{-5}$—10^{-7} (см. работы [48-50]). Соответствующие значения потока и амплитуды у Земли составляют

$$F \lesssim 3\cdot 10^{-7}\,\frac{эрг}{см^2\,сек}, \quad h \lesssim 0{,}7\cdot 10^{-24} \text{ (скорость замедления)},$$

$$F \sim 3\cdot 10^{-11} - 3\cdot 10^{-15}\,\frac{эрг}{см^2\,сек}, \quad h \sim 10^{-26} - 10^{-28}$$

(кристаллические напряжения и «звездотрясения»),

$$F \gtrsim 3\cdot 10^{-23}\,\frac{эрг}{см^2\,сек}, \quad h \gtrsim 0{,}7\cdot 10^{-32} \text{ (магнитное давление)}. \quad (22)$$

Так как светимость меняется как P^{-6}, гравитационные волны от других известных пульсаров будут по меньшей мере в 400 раз слабее (по потоку F), чем от Краба. Соответственно «новорожденная» нейтронная звезда будет излучать намного сильнее: к моменту t после ее рождения гравитационно-волновая светимость составит по грубым оценкам величину

$$L \sim \left(10^{45}\,\frac{эрг}{сек}\right) \left(\frac{4\cdot 10^{44} г\cdot см^2}{I}\right)^{1/2} \frac{10^{-3}}{\varepsilon} \left(\frac{10^6\ сек}{t + 10^4\ сек}\right)^{3/2} \quad (23)$$

(см. работу [44]). Эта оценка перестает быть верной при $t \gtrsim 10$ лет, так как становятся существенными электромагнитные тормозящие процессы.

Отметим, что на протяжении первых дней после образования звезды держится величина $L \gtrsim 10^{45}$ *эрг/сек*. Для пульсаров нашей Галактики (расстояния $\sim$ нескольких *кпс*) это соответствует $F \sim 1$ *эрг/см²сек*, $h \sim 10^{-22}$. В скоплении Девы нейтронные звезды должны рождаться примерно раз в месяц, давая поток $F \sim 10^{-6}$ *эрг/см²сек*, $h \sim 10^{-25}$.

4) *Сверхновые и рождение нейтронных звезд.* Некоторые, если не все, сверхновые порождают вращающиеся нейтронные звезды (пульсары). Гравитационная энергия связи быстро вращающихся нейтронных звезд составляет обычно величину порядка 0,01—0,3 $M_\odot c^2$ [51, 52]. Значительная доля этой энергии связи, вероятно, излучается в виде гравитационных волн в течение коллапса, «схлопывающего» Сверхновую, и какое-то время после него. Руффини и Уилер ([23], стр. 127—140) перечисляют множество процессов, которые могли бы вносить вклад в излучение: а) начальная *асимметричная* имплозия звездного ядра, если последнее асимметрично; б) возможная фрагментация звездного ядра на несколько «осколков», обусловленная его быстрым вращением и большой сплюснутостью; в) взаимное орбитальное вращение обломков ядра; г) столкновение и слияние обломков вследствие уноса углового момента гравитационными волнами; д) рождение нейтронной звезды из ядра или его осколков. В течение первых секунд нейтронная звезда может представлять собою аксиально несимметричную конфигурацию типа эллипсоида Якоби с $\varepsilon \sim 1/2$, периодом $P \sim 1$ *мксек*, гравитационной светимостью $\sim 10^{51}$ *эрг/сек* ([23], стр. 146; относительно детального рассмотрения радиации от эллипсоида Якоби, см. работы [53-55]). Ее пульсации также могут генерировать значительное излучение [24, 56]. Какой бы процесс ни происходил в действительности, излучение будет уходить в виде широкополосных вспышек с частотой $\nu \sim 10^3$—10^4 *гц*, длительностью каждой вспышки $\sim 10^{-3}$ — 1 *сек* и с общей продолжительностью всего процесса в несколько секунд. (Причина малой длительности — высокая эффективность процесса радиационного трения для систем, столь близких к своему шварцшильдовскому радиусу.) Аналогичная картина излучения будет наблюдаться и в том случае, когда конечным продуктом коллапса звезды явится «черная дыра», а не нейтронная звезда. Заметим, что для вспышки с частотой $\sim 10^3$ *гц*, которая уносит Mc^2 энергии за время Δt, поток и амплитуда на Земле составят

$$F \sim \left(0{,}5\cdot 10^8 \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2\,\text{сек}}\right) \frac{M}{0{,}03 M_\odot} \frac{0{,}1\ \text{сек}}{\Delta t} \left(\frac{10^4 \text{пс}}{r}\right)^2,$$
$$\langle h\rangle_{\text{ср. квадр}} \sim 0{,}5\cdot 10^{-18} \left(\frac{M}{0{,}03 M_\odot}\right)^{1/2} \left(\frac{0{,}1\ \text{сек}}{\Delta t}\right)^{1/2} \frac{10^4 \text{пс}}{r}. \qquad (24)$$

После образования нейтронной звезды ее вращение может приводить к излучению гравитационных волн с постепенно уменьшающимся периодом и амплитудой (см. предыдущий раздел).

5) *Взрывы в квазарах и ядрах галактик.* Для (несферического) взрыва с энергией E и характерным временем τ равенство (9) дает гравитационно-волновую светимость

$$L \sim \frac{1}{L_0} \frac{E^2}{\tau^2}. \qquad (25)$$

(Как и выше, $L_0 = c^5/G = 3{,}63\cdot 10^{59}$ *эрг/сек*.) Озерной [57], используя более разработанную модель, чем наша грубая «формула по порядку величины», рассмотрел взрыв квазара с $E \sim 10^{59}$ *эрг*, $\tau \sim 10^8$ и нашел для гравитационно-волновой светимости величину $L \sim 10^{45}$ *эрг/сек*. Для взрыва ядра галактики (например, M82) он взял $E = 10^{55}$ *эрг*, $\tau = 10^8$ *сек* и получил $L \sim 10^{37}$ *эрг/сек*. Принимая во внимание, что наше теоретическое понимание квазаров и галактических ядер в сущности равно нулю, эти

оценки должно рассматривать только как предположительные. С другой стороны, наблюдательные доказательства существования «взрывов» в масштабах галактик кажутся бесспорными.

6) *Атомные и молекулярные процессы.* Взаимодействие частиц, атомов и молекул приводит к испусканию гравитонов в процессах, не отличающихся качественно от тех, при которых генерируются фотоны. К сожалению, фотонные процессы обычно преобладают в отношении $\sim e^2/Gm^2 \sim 10^{40}$; таким образом, на каждый гравитон генерируется 10^{40} фотонов. (Разумеется, это неверно для «классических» гравитонов, генерируемых объемным движением электрически нейтральной материи.) Микроскопические гравитационные взаимодействия, хотя и не представляющие практического интереса, привлекают тем не менее к себе внимание. (Относительно анализа теплового тормозного излучения горячего газа см. работы [42, 58–61]; относительно гравитационного излучения колеблющейся решеткой твердых тел см. работу [62]; о гравитационных волнах при процессах аннигиляции см. работы [63–65]; о гравитационно-синхронном излучении заряженных частиц, движущихся по спирали в магнитных полях, см. работу [66].) Может случиться, что микроскопические взаимодействия когда-нибудь будут полезны при детектировании супер-СВЧ гравитонов (например, оптических частот), если они когда-нибудь будут получены. Переход, возбуждаемый гравитоном (скажем, между вращательными уровнями молекул), может быть прослежен с помощью электромагнитного перехода и обнаружения получившегося в результате фотона (см. работы [33–36]).

б) Источники, которые, вероятно, существуют. 1) *Коллапсирующая звезда с малой оптической активностью.* При построении расчетных моделей сверхновых, испытывающих коллапс, часто оказывается возможным достичь коллапса без возникновения хорошей оптической «обнаружимости», характерной для Сверхновых (см., например, работы [67, 68]). Вполне вероятно, что коллапс звезды без яркой оптической активности более обычен, чем взрывы Сверхновых. Предполагая, что распределение звезд по массам во Вселенной такое же, как и в окрестности Солнца, и пренебрегая эжекцией массы на поздних стадиях эволюции звезды, получаем ([69], § 13.13) верхний предел в 7 коллапсов на галактику в год. В ядрах галактик, где условия совершенно иные, частота коллапсов может оказаться выше указанной. Каждый коллапс порождает вспышку гравитационного излучения, подобную таковой от сверхновой, с той лишь разницей, что в случае массивной звезды ($M > 20M_\odot$) выход энергии может составить несколько солнечных масс вместо нескольких десятых. Однажды образовавшись, «черная дыра» может «глотать» окружающую ее материю, испуская каждый раз «чириканье» гравитационного излучения [29, 70]. Но «черная дыра», порожденная нормальной звездой (масса $<100\ M_\odot$), настолько мала ($r < 300$ *км*), что перед тем как проглотить объект, она должна «разжевать» его. В результате излучение при каждом глотке будет много меньше, чем при исходном коллапсе.

2) *Конденсация галактик.* Руффини и Уилер ([23], стр. 141) сделали грубую оценку выхода гравитационного излучения при конденсации галактик из первоначального расширяющегося газа:

$$\lambda\!\!\!^{-} \sim 10^{23}\ см, \quad F < 10^{-2}\ эрг/см^2 сек, \quad h < 1 \cdot 10^{-7}. \tag{26}$$

Поток и амплитуда могут быть значительно меньше этих пределов. Заметим, что в течение человеческой жизни эти гравитационные «волны» будут в сущности статическими — постоянными гравитационными полями напряжений.

3) *Реликтовое гравитационное излучение.* На самых ранних стадиях эволюции Вселенной гравитационное излучение могло находиться в тепловом равновесии с другими формами материи и энергии. Таким образом, можно ожидать присутствия космологического чернотельного спектра гравитационных квантов, подобного трехградусному фотонному фону. К сожалению, как указал Матцнер [71], сегодняшняя температура гравитационного фона должна быть ниже температуры фотонного фона:

$$T_{\text{грав}} \sim T_{\text{фотон}} \left(\frac{2}{N}\right)^{1/3} \lesssim 1{,}6\ ^\circ\text{K}; \tag{27}$$

здесь N — число мод (включая, например, пары «частица — античастица»), которые были в равнораспределении к моменту отрыва гравитонов, но превратились в фотоны при дальнейшем расширении. Если все известные частицы были в равновесии, то $N \gtrsim 10^2$—10^4; нижний предел по Матцнеру — $N \gtrsim 16$ — выводится из числа состояний кварков. Обнаружение гравитационного фона такого типа, разумеется, лежит за пределами возможностей нынешней техники и техники ближайшего будущего.

Понятно, однако, что Вселенная зарождалась в совершенно хаотическом состоянии, что существовали гравитационные волны с большой амплитудой, которые никогда не термализовались (см., например, работы [69, 72, 73]). Похоже, что любая из этих волн претерпела к настоящему времени такое огромное красное смещение, что стало ненаблюдаемой и не играет никакой заметной роли во Вселенной (см. работу [23], стр. 143). Но сведения о начальных условиях «большого взрыва» настолько ничтожны, что было бы опасно делать какие-либо категорические выводы.

в) Источники, которые могли бы существовать. 1) *Гигантские «черные дыры» в ядрах галактик.* Линден-Белл [74] предположил, что неистовая активность в ядрах галактик может порождать гигантские «черные дыры» (или сама может порождаться ими), которые впоследствии притягивают на себя материю из своего окружения. В частности [74, 75], наша галактика, возможно, содержит ядро в виде «черной дыры» с массой порядка $(10^4$—$10^8)\ M_\odot$. При падении какого-либо объекта в эту «черную дыру» последняя будет излучать вспышку гравитационных волн. Для простого радиального падения в невращающуюся «черную дыру» полная излученная энергия составит величину

$$E^{(\text{GW})} = 0{,}01\,\frac{m}{M}\,mc^2 = (10^{44}\ \text{эрг})\left(\frac{m}{M_\odot}\right)^2\left(\frac{M}{10^8 M_\odot}\right)^{-1}, \tag{28}$$

где m — масса падающего объекта, а M — масса «черной дыры» [28, 29]. Если падение нерадиальное или если «дыра» вращается [76], то численное значение постоянной будет несколько выше чем 0,01, но зависимость от m и M, вероятно, сохранится. Продолжительность вспышки, испускаемой при падении, есть $\Delta t \sim 10GM/c^3 \approx 10^4$ *сек* $(M/10^8 M_\odot)$; ее частота, вероятно, ненамного больше $1/\Delta t$ и ширина полосы порядка $1/\Delta t$ [77–79].

По этим результатам такие источники представляются довольно «мирными». Однако Мизнер [30] указывает на то, что радиация будет носить совершенно иной характер, если каким-либо образом инжектировать объект на траекторию с высокой энергией (значительно более высокой, чем это бывает при обычном падении из бесконечности). В этом случае объект может испускать сильное направленное гравитационно-синхротронное излучение с частотой, много большей c^3/GM (см. работу [80]). Мизнер хотел бы объяснить наблюдения Вебера при помощи такого механизма излучения, но эта модель встречается с очень серьезными

трудностями: откуда взять большую начальную энергию инжекции? Как избежать трудностей с ограничением Роше?

2) *«Черные дыры» в шаровых скоплениях.* Уайлер [81], Камерон и Трурэн [82], Пиблз [83] обсуждали возможность того, что большие «черные дыры» могли бы образовываться в шаровых скоплениях и могли бы концентрироваться в центрах таких скоплений. Гравитационные волны появлялись бы в результате падения других объектов в эти «дыры» (см. выше) или при столкновениях или близких встречах таких «дыр» друг с другом или со звездами.

3) *Сверхплотные скопления.* Более экстремальную модель (мотивированную наблюдениями Вебера) построили Кафка [84] и Бертотти и Кавальере [85]. Они рассматривали очень плотное скопление «черных дыр» и компактных звезд, в котором частые близкие столкновения (несколько раз в день) вызывают появление вспышек гравитационного излучения. Разумеется, модель таких скоплений как раз так и строится, чтобы обеспечить выход излучения, подобный тому, который наблюдает Вебер. Трудность в этих моделях [86] та, что плотность скопления, достаточная для таких частых столкновений, настолько велика, что быстрая эволюция скоплений приводит к времени активности, много меньшему 10^9 лет. Наоборот, столкновения «черных дыр» в нормальных нерелятивистских скоплениях чрезвычайно редки.

При слиянии двух «черных дыр» (в сверхплотном скоплении или где-нибудь еще) освобождается значительная доля их массы покоя в виде гравитационного излучения с длительностью GM/c^3 и частотой $\sim$ ширины полосы $\sim$ (длительность)$^{-1}$, где M — полная масса покоя двух дыр. Хоукинг [87] получил верхний предел излучаемой энергии для двух невращающихся «черных дыр» равной массы m: $E_{\text{изл}} < (2 - \sqrt{2})\, mc^2$.

4) *Когерентная конверсия электромагнитных волн в гравитационные.* Герценштейн [88] и Владимиров [89] указали, что при прохождении сквозь статическое электрическое или магнитное поле электромагнитная волна когерентно (но медленно) конвертируется в гравитационную. К сожалению, эффект столь слаб, что вряд ли представляет практический интерес. Однако если, несмотря на сильное электростатическое притяжение окружающей плазмы, может существовать сильно заряженная ($e \sim M$ в обозначениях Христодуло и Руффини [90]) «черная дыра», то электромагнитные волны, уходящие почти с поверхности «дыры», будут конвертироваться в гравитационные с почти стопроцентной эффективностью.

5. ПРИЕМНИКИ ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН

Возвратимся теперь от спекуляций к практике: как можно обнаружить гравитационные волны? Веберу [37, 91] принадлежат первые схемы детектирования на основе колебаний Земли и колебаний цилиндра. Сравнительно недавно, с 1969 г., очевидный успех Вебера вызвал энергичную активность примерно 15 других экспериментаторских групп, направленную на конструирование новых схем детектирования и на улучшение старых веберовских схем. В настоящей главе мы дадим обзор различных предложенных схем, опишем их взаимосвязь друг с другом, текущее положение дел с каждой из них и поговорим о возможных перспективах каждой из этих схем. В качестве фона для обсуждения мы дадим обзор основных идей (хорошо известных специалистам по полям), которые, как нам кажется, не излагались еще в литературе в развернутом виде.

Гравитационная волна является распространяющимся полем напряжений. При действии этого поля на физическую систему («антенну») оно вызывает смещения и движения; напряжения вызывают натяжения.

Любое устройство, контролирующее эти натяжения, мы будем называть «датчиком смещений». Датчик и антенна вместе образуют приемник гравитационных волн.

а) Антенна из свободных масс. Простейшая антенна для гравитационных волн состоит из двух свободных масс, разделенных расстоянием l_0. Хотя такая антенна не является «ужасно» практичной, мы обсудим ее подробно, так как она указывает путь к более сложным и более практичным антеннам.

Расположим массы в плоскости, перпендикулярной направлению распространения волны. Если, например, волна имеет вид (5), то массы могут располагаться в точках $x = \pm l/2$, $y = z = 0$. Тогда напряжения в волне вызовут относительное перемещение масс; расстояние между ними будет изменяться как

$$l = l_0 + h_+(t)\, l_0. \tag{29}$$

(Равенства (3) и (5) плюс закон Ньютона $F = ma$.) Таким образом, безразмерная амплитуда прямо определяет натяжение:

$$\frac{\Delta l}{l_0} = h_+(t). \tag{30}$$

Если система масс ориентирована по-другому, то антенна будет откликаться на линейную комбинацию двух поляризаций h_+ и $h_\times$ вместо одной только h_+ (см. рис. 1). Если расстояние между массами не перпендикулярно направлению распространения волны, то смещение будет уменьшено множителем $\sin^2\theta$. (См. ниже, а также [23], стр. 113.) Совершенно общим является то обстоятельство, что безразмерная амплитуда поля $h \equiv [(h_+)^2 + (h_\times)^2]^{1/2}$ устанавливает масштаб безразмерного натяжения $\Delta l/l$, которое и должно быть измерено. В специальном случае монохроматического гравитационного излучения (например, от двойной звезды или от пульсара) можно использовать эффект резонанса и усовершенствовать антенну так, чтобы получить $\Delta l/l$ несколько больше, чем h. Однако для сигналов с широкой полосой (например, для волн от какого-либо столкновения, коллапса или взрыва, для всплесков Вебера, для волн космологического происхождения) величина $\Delta l/l$ не может быть много больше, чем h, независимо от сложности конструкции антенны. Ниже мы подробно обсудим это положение.

Как далеко друг от друга можно расположить массы? Ответ зависит от того, как мы предполагаем измерять смещения; вообще говоря, разносить массы нужно так далеко, как позволяет датчик, но не более чем на половину длины гравитационной волны. Рассмотрим для примера две массы, разнесенные на астрономическое расстояние (Земля и Луна или Земля и космический корабль) со смещением, контролируемым с помощью радарной или лазерной техники. Если длина гравитационной волны много больше разнесения, то уравнение (29) полностью описывает систему, и движение масс приведет к допплеровскому сдвигу, измеряемому обычным способом. По мере того как размер системы приближается к половине длины волны, анализ усложняется, так как гравитационная волна заметно меняется за время пробега фотона между массами, и допплеровское смещение не может стать больше того значения, которое оно достигает при расстоянии в половину длины волны. Таким образом, величина наблюдаемого смещения обычно максимальна при разнесении на половину длины волны и меняется синусоидально на больших расстояниях (см. например, работу [92]).

Для лабораторных или «наземных» экспериментов условие (длина волны) $\gg$ (размер аппаратуры), по существу, удовлетворяется автоматически, так как все важные астрофизические источники лежат в полосе средних частот и ниже ((длина волны) > 3 *км*). Ниже молча подразумевается, что (размеры аппаратуры) $\ll$ (длина волны), если особо не оговорено противное.

б) Немеханические датчики смещений. Как можно измерять расстояния между свободными массами? Для масштабов порядка размеров Земли и выше радарная и лазерная локация или лазерная интерферометрия кажутся единственными полезными методами.

Космические корабли обычно отслеживаются при помощи радаров с точностью в скорости («допплер») в несколько миллиметров в секунду и с точностью по расстоянию («локация») около 10 метров. Любой из этих методов позволяет обнаружить натяжения $h \gtrsim 10^{-11}$ в диапазоне СНЧ или ниже ($\nu^{(GW)} \lesssim 10^{-2}$ *гц*). Однако такое излучение вряд ли существует по энергетическим соображениям. Например, для прослеженных уклонений, доложенных Андерсоном [93],— если объяснять их гравитационными волнами, как он предлагает и в чем мы сильно сомневаемся,— потребовался бы интегральный поток энергии $6 \cdot 10^{13}$ *эрг/см*^{2} на событие [94]. Если этот поток исходит из центра галактики, такие волны должны были бы уносить $3 \cdot 10^5\ M_\odot c^2$ при каждом событии, что на много порядков больше, чем требуется для объяснения событий Вебера. (Эти волны не могут быть космологическими: плотность их энергии несовместима с наблюдательным пределом хаббловской постоянной, с возрастом и параметром замедления Вселенной на много порядков величины.) Радарная методика, таким образом, даже по самым оптимистическим прогнозам на текущее десятилетие, не является хорошей схемой детектирования гравитационных волн.

Лазерная локация лунного отражателя выполняется сегодня с точностью ~ 30 *см*. Такая локация может давать информацию о волнах с периодом в несколько секунд и величиной $h \gtrsim 1 \cdot 10^{-9}$, но опять-таки существование таких волн запрещено по энергетическим и космологическим соображениям.

Лазерная интерферометрия существенно более перспективна для экспериментов в ближнем космосе (околоземные орбиты) или наземных измерений [95]. Это есть прямое измерение смещения в одну интерференционную полосу, т. е. $\sim$ в одну длину волны лазерного света на сравнительно большом расстоянии. Тем не менее эта чувствительность весьма плоха по сравнению с чувствительностью других датчиков; например, Вебер детектирует пьезоэлектрическим методом натяжения $\sim 10^{-16}$, в то время как 10^{16} лазерных длин волн составляют $6 \cdot 10^6$ *км*! Для того чтобы быть полезным при детектировании гравитационных волн, лазерный интерферометр должен измерять очень малую часть интерференционной полосы. Теоретический предел для интерферометров такого вида определяется флуктуационным шумом фотонов:

$$\Delta l_{\min} \sim \frac{\lambda}{\sqrt{N}} \sim \left(1 \cdot 10^{-12}\ \frac{см}{гц^{1/2}}\right) \left(\frac{\lambda}{6000\ \text{Å}}\right)^{1/2} \times$$
$$\times \left(\frac{\text{мощность лазера}}{1\ мвт}\right)^{-1/2} (\text{ширина полосы})^{1/2}, \qquad (31а)$$

где λ — длина волны, а N — число участвующих в измерении фотонов. Эта чувствительность увеличивается с ростом мощности лазера или с ростом времени усреднения (т. е. при сужении полосы). Множитель, зависящий от ширины полосы, позволяет надеяться на то, что лазерная техника

может найти применения при детектировании волн от пульсаров (высокая монохроматичность) в НЧ диапазоне или вообще в СНЧ диапазоне.

В 1971 г. была достигнута по порядку величины предельная чувствительность (см. (31а)) в экспериментах с устройствами лабораторных размеров, импульсным милливаттным лазером и шириной полосы в несколько герц (см. работу [95] и литературу, указанную там, а также работу [96]). Это отвечает измерению расстояний $\sim 10^{-12}$ *см* или $5 \cdot 10^{-8}$ ширины интерференционной полосы. При достижении такой чувствительности на околоземной орбите, на базе в 10^3 *км*, можно будет детектировать излучение от хорошо известных двойных звезд с коротким периодом (например, от i Волопаса с $h \sim 6 \cdot 10^{-21}$).

в) Почти-свободные антенны. Мы начинаем рассмотрение более сложных антенн вопросом: насколько должны быть «свободны» массы в антенне из свободных масс?

Только в случае экспериментов в космосе можно представить что-либо подобное свободным массам. С другой стороны, массы могут удерживаться в подвесе, позволяющем им двигаться в соответствии с волной (рис. 2, *в*).

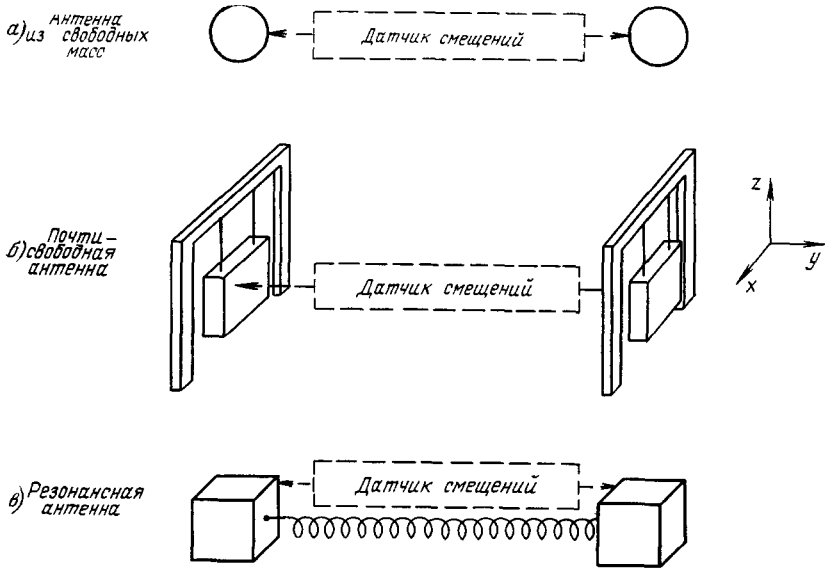

Рис. 2. Три типа гравитационно-волновых детекторов, иллюстрируемые идеализированными примерами.

а) Детектор из свободных масс (например, две массы, «падающие» вокруг Земли). Датчик смещений (например, лазерный интерферометр) должен оставлять массы свободными. *б*) Почти-свободный детектор. Массы связаны со своим окружением и, возможно, друг с другом при помощи системы подвеса или датчика смещений. Однако движения, вызываемые гравитационной волной (здесь — смещения подвешенных масс в y-направлении) по существу свободны. (Для того чтобы движение было свободным, необходимо, чтобы частота волны $\nu^{(GW)}$ была много меньше частоты «маятника» ν_0 в направлении y, $\nu^{(GW)} \gg \nu_0$, а также чтобы она была велика по сравнению с характерной частотой $\nu_{МДС}$ системы «масса—датчик смещений», $\nu^{(GW)} \gg \nu_{МДС}$.) *в*) Резонансный детектор. Массы сильно связаны и колеблются в резонанс с гравитационной волной (с частотой $\nu^{(GW)}$).

Между массами может существовать механическая связь в виде части подвешивающей системы или части устройства, измеряющего смещения. Например, можно поместить пьезоэлектрический стержень между массами и измерять их смещения, контролируя напряжения в стержне. Изучая нормальные моды колебаний, можно проанализировать влияние подвеса и механической связи на антенну. Некоторые из нормальных мод колеба-

ний не влияют на вызываемые волной смещения; ими можно пренебречь. (Пример — моды, связанные с колебаниями в плоскости x, z, для детектора, изображенного на рис. 2, *в*.) Сравним частоты оставшихся мод ν_n с характерной частотой гравитационной волны $\nu^{(GW)}$. Если $\nu_n \ll \nu^{(GW)}$ для всех ν_n, то отклик системы на волну будет таким же, как если бы массы были свободны. Если для некоторых частот $\nu_n \gg \nu^{(GW)}$, то соответствующие моды можно рассматривать как жесткие, но массы будут «свободны» в оставшихся модах ($\nu_n \ll \nu^{(GW)}$). На практике бывает достаточно удовлетворить неравенствам с множителем 3 или 5. Если же есть моды, для которых не выполняется ни одно из указанных неравенств, т. е. $\nu_n \approx \nu^{(GW)}$, то система более не является «почти-свободной». В этом случае говорят о резонансной антенне. Мы рассмотрим резонансные антенны ниже.

Перспективные образцы таких почти-свободных антенн — гантелеобразная болванка [97] или «квадратный бублик» [98], контролируемые в полосе частот между основной частотой ν_0 и первой гармоникой ν_1. (Заметим, что для таких антенн $\nu_1/\nu_0 \gg 1$.)

Механическая диссипация в подвесе или в связующем звене почти-свободной антенны приводит к появлению теплового флуктуационного шума в расстоянии между массами. Если выполнены условия, определяющие почти-свободную антенну, т. е. частота волны $\nu^{(GW)}$ не близка ни к какой из частот детектора ν_n, то эти тепловые шумы при температуре T даются приближенно формулой

$$\Delta l_{\text{тепл}} \sim (4\cdot 10^{-16}\ \text{см}) \left(\frac{10^3\ \text{гц}}{\nu^{(GW)}}\right)^2 \left(\frac{T}{300\ ^\circ\text{K}}\right)^{1/2} \left(\frac{10\ \text{сек}}{\tau_n}\right)^{1/2} \left(\frac{10^3\ \text{кг}}{M}\right)^{1/2} \left(\frac{\text{BW}}{10^3\ \text{гц}}\right)^{1/2}; \tag{31б}$$

здесь τ_n — характерное время диссипации для тех нормальных мод, у которых частоты $\ll \nu^{(GW)}$ (но которые возбуждаются частотой $\nu^{(GW)}$), M — масса детектора, а BW — контролируемая ширина полосы (bandwidth).

г) Механические датчики смещений. Антенны из свободных масс требуют немеханических датчиков смещений (например, лазерных); но почти-свободные и резонансные антенны допускают механическую связь между пробными массами. Брагинский [99, 100] подразделяет датчики смещений на два класса: *преобразователи*, превращающие механическую энергию движения детектора в какую-либо другую форму энергии, и *модуляторы*, использующие энергию механического движения для контроля над внешним источником энергии. Выход модулятора не ограничен отбираемой у волны мощностью. Примеры: пьезоэлектрический кристалл, прямой магнит и подвижная катушка — преобразователи; лазерный интерферометр, резонансный контур с механически меняемой емкостью — модуляторы. Хотя Вебер использует в своих экспериментах пьезоэлектрический преобразователь, большинство экспериментов, ставящихся после веберовских, основано на использовании модуляторов [101–103].

Весьма полезным показателем работы датчика является функция $\Delta l_{\min}(\tau)$ — минимальное смещение, обнаружимое за время усреднения τ (при отношении (сигнал/шум) = 1). Во многих случаях шум датчика является «белым», и функция времени усреднения, введенная выше, будет характерным корнем случайных блужданий:

$$\frac{\Delta l_{\min}(\tau_1)}{\Delta l_{\min}(\tau_2)} = \left(\frac{\tau_2}{\tau_1}\right)^{1/2}. \tag{32}$$

В этих случаях введенный полезный показатель качества датчика определяется константой

$$S \equiv \Delta l_{\min}(\tau)\,\tau^{1/2} \tag{33}$$

с размерностью *см/гц*$^{1/2}$, которую мы будем называть *чувствительностью к смещениям*. (Заметим, что обратное время разрешения τ^{-1} есть ширина полосы $\Delta\omega$ датчика смещений, а не частота, на которой он работает и которая обычно намного больше. Например, пьезоэлектрический преобразователь Вебера измеряет смещения в 10^{-15} *см* на частоте 1660 *гц* при ширине полосы $\Delta\omega = \tau^{-1}$ в несколько герц *).)

Гиббонс и Хоукинг [104] довольно подробно рассмотрели теоретические ограничения на чувствительность пьезоэлектрических датчиков; аналогичными рассуждениями можно установить пределы чувствительности и других датчиков. Ключевая идея состоит в том, что электрический выход преобразователя подвержен тепловому шуму (Джонсона, Найквиста), который возрастает при уменьшении времени усреднения (т. е. при увеличении ширины полосы). Мощность этого шума на единицу ширины полосы постоянна ($\sim kT$), в то время как мощность сигнала пропорциональна объему пьезоэлектрического кристалла. По мере того как увеличивается объем кристалла, последний запасает все бóльшую часть механической энергии антенны. Предел достигается тогда, когда кристалл запасает *всю* механическую энергию, и это накладывает строгое ограничение на чувствительность пьезоэлектрических датчиков:

$$S_{\min} \sim d_{\text{пьезо}}\left(\frac{kTB\,\mathrm{tg}\,\delta}{M\omega^3}\right)^{1/2} \approx$$
$$\approx \left(1{,}5\cdot 10^{-16}\,\frac{\text{см}}{\text{гц}^{1/2}}\right)\frac{d_{\text{пьезо}}}{10^{-5}\ \text{см/в}}\left(\frac{T}{300\ ^\circ\mathrm{K}}\right)^{1/2}\left(\frac{\mathrm{tg}\,\delta}{5\cdot 10^{-3}}\right)^{1/2}\left(\frac{B}{10^{12}\ \text{дн/см}^2}\right)^{1/2}\times$$
$$\times\left(\frac{10^3\ \text{кг}}{M}\right)^{1/2}\left(\frac{10^4\ \text{рад/сек}}{\omega}\right)^{3/2}; \tag{34}$$

здесь $d_{\text{пьезо}}$ (пьезоэлектрическая постоянная), B (модуль упругости) и $\mathrm{tg}\,\delta$ (диссипативный фактор) — свойства материала, ω — частота волны. Во власти экспериментатора только T (температура) и M (грубо говоря, полная масса гравитационно-волновой антенны).

Датчики смещений типа модуляторов тоже ограничены, в принципе, в своей чувствительности [99, 100]. Однако принципиальные пределы чувствительности на много порядков меньше сегодняшних технических пределов, поэтому мы не будем их здесь обсуждать.

Можно получить представление о технических пределах чувствительности модуляторов без предварительного рассмотрения их возможных конструкций. Для датчика типа модулятора необходимы три элемента: *осциллятор* (или генератор), обеспечивающий высокомонохроматичный электромагнитный сигнал; *резонатор*, который связан с гравитационной антенной и который модулирует выход генератора, и *электромагнитный детектор*, являющийся нелинейным элементом, детектирующим электромагнитный сигнал. Электромагнитный сигнал может иметь любую частоту — оптическую, микроволновую, радио. В оптическом режиме генератором служит лазер, а резонатором — полость интерферометра с расстоянием между зеркалами, изменяющимся под действием гравитационной волны [95]. В микроволновом режиме резонатором может служить микроволновая, возможно сверхпроводящая, полость. Изгибания полости (вызванные смещениями антенны) будут менять резонансную частоту

*) Точнее говоря, чувствительность датчиков Вебера (и Брагинского) составляет $3\cdot 10^{-14}$ *см*, а не 10^{-15} *см* (то же относится и к табл. III (ниже)). (*Прим. перев.*)

Таблица III

Три датчика смещений, работавших в 1971 г.

Тип датчика	Роль в гравитационно-волновом приемнике	Измеряемое смещение и базисное расстояние	Частота измеряемого смещения, *гц*	Ширина полосы измеряемого смещения $\Delta\omega =$ = 1/время разрешения, *рад/сек*	Литература	Предполагаемые усовершенствования
Пьезоэлектрический кристалл (преобразователь)	Прикреплены к поверхности вибрирующего цилиндра Вебера	$\sim 5\cdot 10^{-15}$ *см* на базе ~ 1 *м* (натяжение $\sim 5\cdot 10^{-17}$)	1660	~ 10	1–6	Понижение температуры
Емкость в резонансном *LC*-контуре при 10 *Мгц* (модулятор) *)	Помещен между «рогами» вибрирующего цилиндра Брагинского	$\sim 5\cdot 10^{-15}$ *см* на базе ~ 1 *м* (натяжение $\sim 5\cdot 10^{-17}$)	$\sim 10^3$	~ 10	101	Лучший генератор; понижение электромагнитного шума детектора; сверхпроводящая резонансная цепь; замена резонатора сверхпроводящей полостью; измеряемое натяжение может улучшиться в текущем десятилетии до $h < 10^{-20}$
Лазерный интерферометр (модулятор)	Пока еще не используется в гравитационно-волновом приемнике	$\sim 10^{-12}$ *см* на базе ~ 1 *м* (натяжение $\sim 10^{-14}$)	$\sim 5\cdot 10^3$	~ 1	95	Увеличение мощности лазера; такое же или меньшее смещение, измеряемое на значительно большей базе; измеряемое натяжение может улучшиться в текущем десятилетии до $h < 10^{-20}$

*) Подробное описание этого датчика содержится в статье Брагинского и др. [143]. (*Прим. перев.*)

и модулировать выход. Дик и Пресс [105] сконструировали датчик, основанный на этом принципе. Для электромагнитного сигнала радиочастот можно в качестве резонатора использовать LC-контур. Вызываемые гравитационной волной смещения антенны можно использовать либо для того, чтобы менять расстояние между пластинами конденсатора (на этом принципе работает датчик Брагинского [101]), либо для того, чтобы менять индуктивность (так работает датчик Фэрбэнка и Гамильтона; см., например, [102, 103]). В любом случае на выходе будет получаться модулированный электромагнитный сигнал. Стоит отметить общую черту упомянутых трех резонаторов и возможность конструирования промежуточных устройств: по мере увеличения длины λ колеблющейся (стоячей) электромагнитной волны по сравнению с размерами L резонатора мы постепенно переходим от лазерного интерферометра ($\lambda \ll L$) к микроволновой полости ($\lambda \sim L$) и далее к LC-контуру ($\lambda \gg L$).

На основе генератора, резонатора и детектора может быть построено множество различных устройств, чувствующих смещения: с амплитудной модуляцией, с частотной модуляцией, более сложные схемы. Чувствительность к смещениям ограничивается двумя факторами: шумом генератора на частотах, близких к частоте резонатора, с появлением модулированной боковой полосы, и шумом демодулирующего детектора. Тепловой электромагнитный шум ($kT/2$) в резонаторе почти всегда намного меньше двух вышеуказанных шумов, так что датчики 1971 г. ограничены в своей чувствительности только «уровнем искусства». Оказывается, что радио и микроволновая техника 1971 г. могут обеспечить примерно в 10 раз бóльшую чувствительность к смещениям, чем пьезоэлектрическая техника, и ожидается, что эта цифра будет увеличена, ибо предел, диктуемый свойствами материала пьезоэлектриков, уже достигнут, а генераторы и электромагнитные детекторы с низким шумом продолжают совершенствоваться.

В табл. III приведены характерные параметры трех уже сконструированных датчиков смещений. Для датчиков типа модуляторов в текущем десятилетии можно ожидать значительного улучшения по сравнению с настоящим уровнем (измеримое натяжение 10^{-16}).

д) Акустические системы: правильное и неправильное использование резонанса. Итак, мы оценили силу h приходящих от различных астрофизических источников гравитационных волн. Мы видели, что когда волна силы h действует на антенну из свободных или почти свободных масс, она вызывает смещения $\Delta l \approx hl$. И, наконец, мы рассмотрели датчики смещений и установили, что за время разрешения τ можно измерить смещение $\Delta l_{\min} \approx \approx S\tau^{-1/2}$, где S — чувствительность к смещениям. Как же выбирать время разрешения τ?

В идеале хотелось бы выбрать τ как можно меньше, чтобы изучать мгновенную форму волны по мере ее прохождения. (Гравитационно-волновой приемник *с широкой полосой* (малое τ) извлекает из волны бóльшую информацию, чем приемник *с узкой полосой* (большое τ).) Но τ ограничено условием детектируемости: $(\Delta l)_{\text{вызв. волной}} > \Delta l_{\min}$. Таким образом, для обнаружения волны с амплитудой h необходимы измерения с продолжительностью τ, бóльшей

$$\tau_{\min} = \left(\frac{S}{hl}\right)^2 = (10^4\ \text{сек}) \left(\frac{S}{10^{-16}\ \text{см/гц}^{1/2}}\right)^2 \left(\frac{1\ \text{м}}{l}\right)^2 \left(\frac{10^{-20}}{h}\right)^2. \qquad (35)$$

Для «вспышек» гравитационного излучения (от коллапса, взрыва, столкновения и т. п.) $\tau_{\min}$ может оказаться продолжительнее самой вспышки,

так что просто не хватит времени, чтобы вообще хотя бы обнаружить вспышку. Даже для высокомонохроматических волн (например, от пульсара) $\tau_{\min}$ может оказаться невыполнимо большим, скажем, год; можно ли что-нибудь сделать в таких случаях?

Да. Можно использовать в качестве антенны резонансную механическую систему. Резонансная система «помнит», что ее толкнула вспышка излучения (так же как колокольчик «помнит», что его ударил молоточек), и это позволяет сделать время усреднения τ гораздо больше продолжительности вспышки. В случае монохроматической волны резонансная система «помнит» последние $Q_{\text{рез}}$ периодов ($Q_{\text{рез}}$ — добротность антенны), и складывает их так, что смещение увеличивается в $Q_{\text{рез}}$ раз, а $\tau_{\min}$ уменьшается в $Q^2_{\text{рез}}$ раз:

$$\tau_{\min} = \left(\frac{S}{hlQ_{\text{рез}}}\right)^2 = (10^4\ \textit{сек}) \left(\frac{S}{10^{-16}\ \textit{см/гц}^{1/2}}\right)^2 \left(\frac{1\ \textit{м}}{l}\right)^2 \left(\frac{10^6}{Q_{\text{рез}}}\right)^2 \left(\frac{10^{-20}}{h}\right)^2. \quad (36)$$

Отметим (и ниже докажем), что эти два эффекта нельзя смешивать. При вспышке излучения резонанс не увеличивает отклик детектора Δl, он лишь позволяет увеличивать время разрешения и, следовательно, уменьшать шум датчика.

Выгоды от резонанса оплачиваются ужасной ценой — потерей всей информации о волне, кроме единственной: ее фурье-компоненты (т. е. спектральной плотности энергии) на одной-единственной частоте — частоте механического резонанса. Только широкополосный детектор может дать подробную информацию о времени прихода волны, на основании которой можно определить направление на источник. Если мы увеличим время τ, используя преимущества резонансной антенны, то соответственно этому уменьшим ширину полосы $\Delta\omega = \tau^{-1}$. Резонанс — это крайнее средство, его следует применять только для таких гравитационных сигналов, которые невозможно вообще продетектировать другими способами.

Силовое поле гравитационной волны воздействует на каждую моду резонансной антенны независимо. Будем описывать каждую нормальную моду угловой частотой ω_n, временем затухания τ_n и ее «собственной функцией» $u_n(x)$. Тогда, колеблясь свободно на этой моде, антенна обнаруживает смещение

$$\Delta\mathbf{x} = \mathbf{u}_n(\mathbf{x}) \sin(\omega_n t)\, e^{-t/\tau_n}. \quad (37а)$$

Для того чтобы сделать собственную функцию безразмерной и порядка единицы, наложим условие нормировки

$$\int \rho\, |u_n|^2\, d^3x = M, \quad (37б)$$

где ρ — плотность, а M — масса антенны. Если $B_n(t)$ — амплитуда n-й моды, определяемая соотношением

$$\Delta\mathbf{x} = \mathbf{u}_n(\mathbf{x})\, B_n(t), \quad (38а)$$

то действие волны на эту моду описывается уравнением гармонического осциллятора с затуханием (см. рис. 2 и работу [7], упр. 37)

$$\ddot{B}_n + \frac{\dot{B}_n}{\tau_n} + \omega_n^2 B_n = R_n(t). \quad (38б)$$

Вынуждающая сила связана с компонентами гравитационной волны соотношением

$$R_n(t) = -\sum_{j,k} \int R^{(\mathrm{GW})}_{j0k0}(t)\, (\rho/M)\, u_n^j x^k d^3x. \quad (39)$$

Заметим, что при фиксированной массе M и характерном размере l антенны можно выиграть в величине измеряемого смещения $\Delta l = B_n u_n$, производя измерения в том месте, где собственная функция u_n велика. В принципе можно добиться произвольно большого усиления, конструируя антенну так, чтобы u_n была огромна в каком-нибудь месте (но только не там, где сосредоточена большая масса; см. соотношение (37б)); относительно примеров см. работы [106, 107]. К сожалению, этот способ усиления обычно непрактичен — легко нарисовать длинный и легкий рычаг (превосходный усилитель смещений), но не так-то просто сконструировать его; прочие механические усилители обладают тем же недостатком. Отметим, что если смещения u_n в какой-либо нормальной моде не имеют сходства с силовой диаграммой, изображенной на рис. 1, то различные части интеграла (39) взаимно сокращаются, и вынуждающая сила $R_n(t)$ очень мала; другими словами, гравитационная волна слабо влияет на такую моду. Например, связь гравитационной волны с модами продольных колебаний цилиндра убывает как обратный квадрат номера моды n для нечетных n, для четных n связь равна нулю, так как они строго ортогональны силам гравитационной волны ([23], § 7.3). Подобный степенной закон выполняется и для высших мод произвольной механической системы; например, невероятно, чтобы гравитационные волны возбуждали высшие моды свободных колебаний Земли, не возбуждая при этом в большей степени низшие моды (это обстоятельство иногда упускается из виду; см. работу [108]).

На рис. 3 изображена известная функция Грина уравнения (38б). Представим себе, что вынуждающая сила волны $R_n(t)$ движется вправо, а функция Грина (затухающая синусоида) неподвижна. Мгновенное значение смещения $B_n(t)$ есть произведение R_n на G, проинтегрированное по времени. На рис. 3, *а* волна еще не достигла антенны, и поэтому еще нет отклика. «Перепрыгнем» теперь к рис. 3, *в*; здесь волна уже миновала антенну. Волна лежит полностью внутри почти-синусоидальной части функции Грина: амплитуда «звона» детектора измеряет произведение волны на синусоиду, т. е. фурье-компоненту волны. Величина этой амплитуды — то, что должен измерять датчик смещений,— составляет величину $\Delta l \approx B_n(t) \sim hl \exp(-t/\tau_n)$. (Для получения этого результата следует проинтегрировать рис. 3, *в* дважды по частям, превращая R_n в h.) По мере того как волна «проходит» сквозь функцию Грина, «звон» слабеет с постоянной времени τ_n: за это время нужно успеть разыскать сигнал среди шума, для того чтобы вообще обнаружить волну. Возвратимся теперь к рис. 3, *б*. Здесь изображен промежуток времени, в течение которого волна возбуждает аппаратуру. Отклик зависит сложным образом от падающей волны: если измерять отклик с хорошим временем разрешения, то можно, в принципе, полностью реконструировать падающую волну. (Точнее говоря, волну, профильтрованную на высокой частоте ω_n, так как для частот, много больших ω_n, антенну можно считать практически жесткой.) Здесь мы опять встречаемся с вопросом о взаимоотношениях узко- и широкополосных антенн. Если время разрешения, определяемое шумами системы, меньше продолжительности волны, то можно разрешить структуру волны; если оно больше продолжительности волны, но меньше времени затухания τ_n, то можно увидеть одну только фурье-компоненту волны; если же оно больше времени затухания τ_n, то волну вообще невозможно обнаружить. Антенны на свободных или почти-свободных массах являются предельным случаем обсуждаемых антенн при $\omega_n \to 0$. Их преимущество состоит в простой связи отклика детектора с формой падающей волны ($\Delta l/l$ измеряет величину h прямо и непосредственно) в отсутствие эффекта «высокочастотной фильтрации». Их недостаток в том, что они не могут долго «помнить» волну, как это делают резонансные антенны.

Рис. 3 дан для вспышки излучения. Для длинного монохроматического цуга будем иметь две пересекающиеся синусоиды, и отклик составит

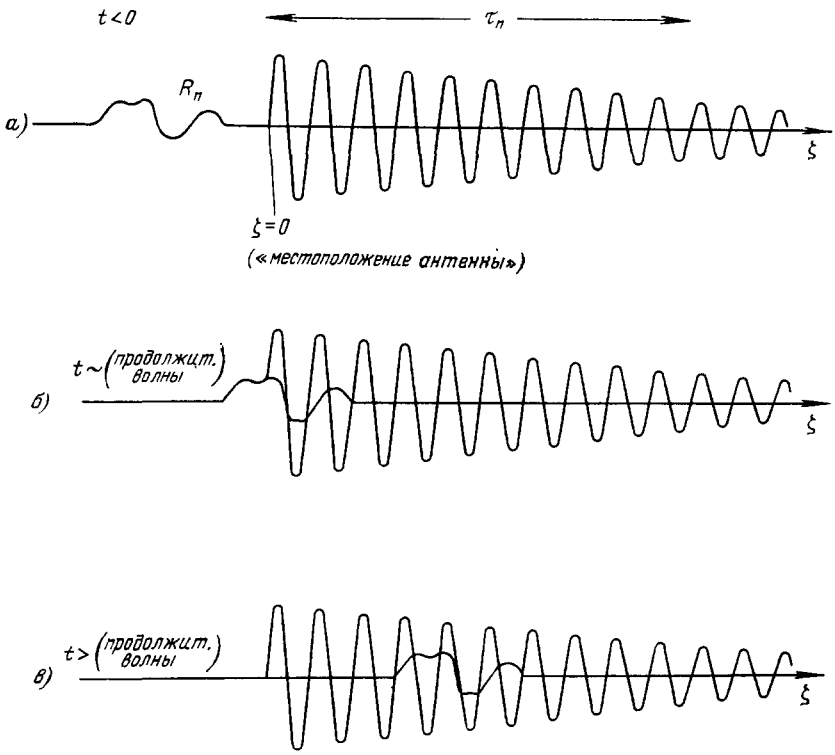

Рис. 3. Графический расчет воздействия волны типа вспышки на резонансную антенну. R_n — возбуждающая сила волны, G — функция Грина антенны

$$G(\xi) = \begin{cases} (1/\omega_n)\sin(\omega_n\zeta)\exp(-\zeta/\tau_n), & \zeta > 0, \\ 0, & \zeta < 0; \end{cases}$$

отклик антенны на волну есть $B_n(t) = \int\limits_{-\infty}^{+\infty} R_n(\zeta)\, G(\zeta)\, d\zeta$. Три графика отвечают временам t, в которые: *а*) вспышка еще не достигла антенны; *б*) вспышка взаимодействует с антенной; *в*) вспышка уже миновала антенну.

величину порядка

$$\Delta l \approx B_n \sim hlQ_{\min}, \tag{40}$$

где $Q_{\min}$ —«число горбов» в пересечении, т. е. минимум из Q волны и Q детектора.

При анализе резонансных антенн иногда вводят понятие сечения антенны σ:

$$\sigma \equiv \frac{\text{энергия, поглощаемая детектором}}{\text{поток энергии в волне}}.$$

Однако сечение не имеет отношения к делу и бесполезно: 1) когда имеют дело с антеннами на свободных массах и 2) когда контруируется или используется резонансная антенна для измерения не только одной фурье-амплитуды волны на резонансной частоте. Таким образом, конструктор гравитационно-волновой антенны должен обращать на сечение антенны не больше внимания, чем это делает конструктор радиоантенны. Сечение антенны — слишком узкое понятие, чтобы быть центральным при ее конструировании.

Относительно детального обсуждения сечения антенн см., например, [7] или [23].

е) Тепловой шум в резонансных антеннах. Выше мы обсуждали эффекты теплового шума в почти-свободных антеннах. В резонансных антеннах тепловой шум имеет решающее значение. Для того чтобы проанализировать эффект теплового шума, достаточно заметить, что колебательные смещения антенны $B_n(t)$ линейно зависят от вынуждающей силы (равенства (31) или (40)); поэтому смещение $B_n^{\text{тепл}}(t)$, вызываемое броуновскими (тепловыми) силами, аддитивно складывается со смещением $B_n^{(\text{GW})}(t)$, вызываемым гравитационной волной. Тепловое смещение осциллирует синусоидально:

$$B_n^{\text{тепл}}(t) = \mathscr{B}_n^{\text{тепл}}(t)\, e^{i\omega_n t},$$

с медленно флуктуирующей комплексной амплитудой $\mathscr{B}_n^{\text{тепл}}(t)$, которая имеет обычно величину, отвечающую энергии $kT/2$ на моду:

$$|\mathscr{B}_n^{\text{тепл}}| \approx \left(\frac{kT}{M\omega_n^2}\right)^{1/2} \approx (2\cdot 10^{-14}\ \text{см}) \left(\frac{T}{300\ ^\circ\text{K}}\right)^{1/2} \left(\frac{10^3\ \text{кг}}{M}\right)^{1/2} \frac{10^4\ \text{рад/сек}}{\omega_n}. \quad (41)$$

$\mathscr{B}_n^{\text{тепл}}$ изменяется в комплексной плоскости (меняя модуль и фазу) за характерное время τ_n, то же самое, что и постоянная времени затухания свободных колебаний вдали от уровня тепловых шумов. На более коротких промежутках времени флуктуации подчиняются стохастическому закону квадратного корня:

$$|\Delta\mathscr{B}_n^{\text{тепл}}| \sim \left(\frac{\Delta t}{\tau_n}\right)^{1/2} |\mathscr{B}_n^{\text{тепл}}|. \quad (42)$$

(Относительно дальнейших подробностей см. работу [100].) Теперь важный пункт: если мы пытаемся измерить сигнал $B_n^{(\text{GW})}(t)$ за время Δt, то мы не должны требовать условия $B_n^{(\text{GW})} \gtrsim |\mathscr{B}_n^{\text{тепл}}|$, достаточно иметь $B_n^{(\text{GW})} \gtrsim |\Delta\mathscr{B}_n^{\text{тепл}}|$. Другими словами, уровень теплового шума — это *флуктуации* тепловых осцилляций за время измерения, а не смещения, отвечающие тепловым колебаниям с энергией $kT/2$. Это обстоятельство объясняет, почему высокая добротность Q_n (большое время затухания τ_n) благоприятствует детектированию вспышек излучения: не потому, что высокая добротность увеличивает сигнал $\Delta l \approx B_n^{(\text{GW})}$ (это так для монохроматических волн, но не для вспышек); не потому, что она уменьшает амплитуду тепловых флуктуаций (последнее вообще неверно!), а потому, что большая добротность увеличивает время, за которое меняется амплитуда тепловых шумов, так что на их фоне короткая вспышка выглядит пиком. Это преимущество в отношении тепловых шумов в сочетании с преимуществами резонанса, упомянутыми выше, позволяет увеличить время разрешения сигнала.

Тот факт, что флуктуации, а не абсолютная величина, определяют уровень шума, объясняет, почему схемы с обратной связью, «замораживающей только одну моду, а не весь детектор», никогда не смогут работать. Обратная связь с характерным временем $\tau_{\text{ОС}}$ (бо́льшим или порядка времени разрешения датчика смещений) будет уменьшать величину тепловых осцилляций в $(\tau_{\text{ОС}}/\tau_n)^{1/2}$ раз. Но она почти совсем не повлияет на величину $|\Delta\mathscr{B}_n^{\text{тепл}}|$ флуктуаций с временны́м масштабом $\Delta t < \tau_{\text{ОС}}$ и, следовательно, не упростит проблему шума для вспышек с длительностью, меньшей $\tau_{\text{ОС}}$. Для вспышек более продолжительных, чем $\tau_{\text{ОС}}$, она будет уменьшать сигнал одновременно с шумом: существенно уменьшая эффективную

инертную массу антенны, обратная связь оставляет неизменной пассивную массу антенны, которая «чувствует» гравитационную волну.

Каково же оптимальное время разрешения датчика τ, которое позволит хотя бы только заметить самую слабую вспышку с помощью резонансного детектора? Борьба с тепловыми флуктуациями делает наиболее желательными малые τ, но в отношении минимальности шума детектора $\Delta l_{\min} \sim S\tau^{-1/2}$ предпочтительны большие τ. Оптимум где-то посередине:

$$\tau_{\text{опт}} \sim \frac{S\tau_n^{1/2}}{|\mathscr{B}_n^{\text{тепл}}|} \approx (0{,}15\ \textit{сек}) \frac{S}{10^{-15}\ \textit{см/гц}^{1/2}} \left(\frac{\tau_n}{10\ \textit{сек}}\right)^{1/2} \frac{2\cdot 10^{-14}\ \textit{см}}{|\mathscr{B}_n^{\text{тепл}}|} \qquad (43)$$

(см. работу [104]). Для широкополосных экспериментов выбирают более короткие времена разрешения $\tau < \tau_{\text{опт}}$ (и, следовательно, при этом необходимы более интенсивные волны), так что шум датчика возрастает, в то время как механические шумы при этом доставляют меньше беспокойства. Интересно отметить, что в узкополосных экспериментах нет необходимости выбирать τ заметно бо́льшим, чем $\tau_{\text{опт}}$.

ж) Классы резонансных антенн. Приводим краткий перечень конфигураций, предложенных для резонансных антенн:

1) *Резонансные антенны с распределенными параметрами.* Возвращающие и инертные силы распределены более или менее равномерно по всей антенне. Резонансный период определяется (приближенно) временем распространения звука в антенне. Примеры: цилиндры Вебера, стержни, диски, Земля. (Дуглас [98], Дуглас и Тайсон [109] называют такие антенны антеннами «класса I».)

2) *Резонансные антенны с сосредоточенными параметрами.* Основные вклады в возвращающую и в инертную силы определяются различными частями системы. Резонансный период основной моды может быть много больше времени распространения звука по антенне, но периоды высших мод обычно того же порядка, что и указанное время. Примеры: «квадратные бублики», кольца, камертоны (Дуглас [98], Дуглас и Тайсон [109] называют их антеннами «класса II»), а также гантели [97], два разнесенных маятника, подвешенных к общему основанию [36]; такая антенна выглядит обещающе для детектирования волн от пульсаров, она имеет преимущество очень высокой добротности $Q \sim 10^9$. Резонансная антенна с сосредоточенными параметрами может работать как широкополосная почти-свободная антенна на частотах между своей основной частотой и первой гармоникой, которая много больше основной частоты.

3) *Акустические линии передачи.* Здесь гладко распределенные массы используются не в качестве антенны, а для того, чтобы передать смещение к месту, в котором его удобно измерять. Примеры: цилиндр Брагинского [101] имеет «рога», передающие смещения торцов цилиндра к датчику смещений, расположенному над центром цилиндра. Вэлай и Филлер [110] предложили использовать длинный резонансный рельс для жесткой передачи смещений (вызываемых гравитационной волной) на расстояние в несколько километров. (Основная идея состоит в том, что такой резонансный рельс ведет себя как «абсолютно жесткий» в промежутках между своими резонансными частотами). Эта методика может найти применения при детектировании монохроматических волн от пульсаров в НЧ диапазоне.

4) *Вращающиеся резонансно-гетеродинные антенны.* Такие антенны были изобретены Брагинским [111] и Брагинским и Назаренко [112].

Для циркулярно поляризованной гравитационной волны силовая диаграмма, изображенная на рис. 1, будет вращаться с течением времени. Если гантель вращается в плоскости, перпендикулярной направлению волны, с частотой, равной половине частоты волны,

то она будет неподвижна относительно силовых линий и будет все время ускоряться. Две независимые гантели, вращающиеся в одном и том же направлении, но со сдвигом на 90°, будут испытывать противоположные ускорения. Экспериментатор может измерять постоянное относительное угловое ускорение двух стержней (постоянное до тех пор, пока угол между ними близок к 90°). Еще лучше подбирать частоту вращения стержней так, чтобы она не точно совпадала с половиной частоты волны; в результате биений частот появятся осцилляции взаимной ориентации стержней. О второй циркулярной поляризации, присутствующей при эксперименте, можно не беспокоиться: поскольку вторая поляризация «не вращается» вместе с гантелью, ускорения, вызываемые этой поляризацией, будут усредняться за один оборот; следовательно, такой детектор может работать и на линейно поляризованных и даже на неполяризованных волнах. Гетеродинная антенна, особенно на околоземной орбите, может стать самым удобным средством обнаружения волн от пульсаров. Она может также иметь применение при пороговом детектировании вспышек, так как допускает очень большое время выделения относительного вращения, после того как пройдет вспышка [112].

Аналогичная антенна была предложена Сахаровым [113]. В невращающейся гантели возбуждаются колебания в резонанс с гравитационной волной. При растяжении гантели волна закручивает ее в одну сторону, при сжатии — в другую. Следовательно, по отношению к локально-инерциальной системе (гироскопы) гантель приобретает угловое ускорение.

5) *Взаимодействия с поверхностями тел.* Взаимодействуя со свободной поверхностью упругого тела, гравитационная волна возбуждает поверхностную упругую волну [114–116]. В принципе такой поверхностью может служить поверхность Земли или поверхность Луны, а волны могут регистрироваться сейсмически. На практике этот метод недостаточно чувствителен, чтобы быть применимым к наблюдениям астрофизических источников. Однако есть возможности усовершенствований, например использование резонанса (упругие волны, отражающиеся между двумя поверхностями) в ледовом покрове Антарктиды или в лунных масконах [117]. Эти методы могут оказаться применимыми для монохроматических НЧ волн.

з) Другие гравитационно-волновые антенны. Антенны типа «жидкость в трубке», в которых сила поля гравитационных волн гонит жидкость по замкнутой трубке подходящей (например, 8-образной) формы, были рассмотрены Прессом [118]. Эти антенны находятся в таком же соотношении с антеннами на свободных массах, как магнитная рамочная антенна с электрической дипольной в электромагнетизме. Однако в случае гравитационных волн размеры петли лимитируются скоростью звука в жидкости, и детекторы этого типа обычно в $(v_{зв}/c)$ раз менее эффективны, чем другие механические детекторы (относительно дальнейших подробностей см.[76]) (табл. IV).

Этот недостаток будет не столь расслабляющим, если в качестве «трубки» взять сверхпроводящую проволоку, а в качестве «жидкости» — электроны проводимости. Волны будут возбуждать слабый переменный ток той же частоты, что и волны. Действие гравитационной волны на сверхпроводящие и нормальные металлы рассматривали с различных точек зрения Папини [119], де Витт [120] и др. Детектор Папини предназначен в первую очередь для ВЧ и СВЧ волн.

Брагинский и Менский [121] предложили гравитационно-электрический детектор, состоящий из тороидального волновода, в котором «бегает» монохроматический электромагнитный цуг. Проходя через плоскость волновода, гравитационная волна воздействует на электромагнитный цуг

Таблица IV

Возможные типы гравитационно-волновых антенн
(относительно деталей и ссылок см. основной текст)

Общий тип		Полезны ли потенциально в астрофизике?	Частотный диапазон для вспышек (В) и монохроматических сигналов (М)	Осуществимы ли в текущем десятилетии?
Свободные массы	Массы на околоземной орбите	Да	СНЧ или ПНЧ (М) (В)	?
	Слежение за траекторией космического корабля или локация Луны	Нет		
Почти-свободные массы	Гантели	Да	НЧ или СЧ (В)	Да
	Другие резонансные системы вдали от резонанса (при частотах, много больших резонансной)	Да		
Резонансные системы	Резонаторы с распределенными параметрами (цилиндры, диски, сферы (планеты))	Да	СЧ (В) (М)	Да
	Резонаторы с сосредоточенными параметрами (гантели, «квадратные бублики» и т. д.)	Да	НЧ или СЧ (В) (М)	Да
Резонансные системы	Взаимодействие с поверхностью планет	Нет ?	НЧ (М)	Нет
	Акустические линии передачи (резонансные рельсы)	Да	НЧ (М)	Да
	Гетеродинные детекторы (вращательный резонанс)	Да	НЧ или СЧ (В) (М)	Да
Гравитационно-электрические	Тороидальный волновод	Нет	СНЧ (М)	Нет
	Прямое действие на сверхпроводники	Нет	?	Нет
	Мерцание звезд	Нет	(Эффект слишком мал)	Нет
Гравитационно-квантовые	Стимулированное излучение гравитонов	Нет	СВЧ и выше	?

(аналогично тому, как она действует на механический гетеродинный детектор, описанный выше), вызывая частотные и фазовые сдвиги между различными частями цуга (см.[7], раздел 37.6). Этот детектор может быть полезен для обнаружения монохроматических СВЧ волн; к сожалению, астрофизические источники с такими характеристиками неизвестны.

Другие гравитационные антенны были описаны Лупановым [122–125]; все они тоже не приспособлены для измерения волн, излучаемых известными астрофизическими источниками.

и) Направленность антенн, антенные решетки. Все гравитационные антенны имеют квадрупольную направленность: отклик антенны на заданную волну есть квадратичная функция ориентации антенны ([7] упр. 37.13 и раздел 37.4; [23], стр. 115; [35]). Конкретный вид квадрупольной диаграммы (коэффициенты квадратичной формы) зависит от формы антенны и поляризации волны. Например, диаграммы диска и сферы [126] намного менее направлены, чем диаграмма цилиндра.

Переход от «антенны» к «телескопу» требует либо антенн с размерами, составляющими заметную долю длины волны (непрактично), либо решетки из отдельных антенн, разделенных расстояниями того же порядка, что и размеры волны. С помощью таких решеток можно разрешить множество деталей. Поскольку частоты низки (по сравнению с радиоастрономией), не очень трудно применить сложную вычислительную технику на выходе решеток. Например, направленность решеток не будет иметь «дифракционного предела», скорее она будет ограничена «шумовым пределом».

к) Естественные антенны. Природа обеспечила нас рядом «естественных» антенн для обнаружения гравитационных волн. Одна из таких антенн (расстояние между Землей и Луной) была рассмотрена выше. Другие (колебания Земли и сейсмическая активность, аномалии вращения Земли, флуктуации относительных скоростей звезд) обсуждены в обзоре Брагинского [41] и в цитируемых им работах. Ни одна из этих естественных антенн не выглядит обнадеживающе. Ни одна не дает ограничений на поток гравитационных волн более жестких, чем ограничения, получаемые из общих космологических соображений (наблюдаемые скорость расширения, замедление и возраст Вселенной дают плотность массы $\rho \lesssim 10^{-28}$ *г/см*^{3}, что отвечает потоку $F \lesssim 10^3$ *эрг/см*^{2}*сек*).

Винтерберг [127] и Бергман [128] указали на то, что гравитационные волны НЧ, СНЧ и даже более низкочастотные можно обнаружить по вызываемому ими мерцанию света звезд. К сожалению, правильный расчет дает величину флуктуаций интенсивности света, меньшую таковой, оцениваемой названными авторами. Относительно ошибок в анализе Винтерберга см. работу [129]. Ошибка Бергмана — в предположении, что волны вызывают флуктуации непосредственно (так, что (амплитуда флуктуации) $\propto$(амплитуда волны)). В действительности только энергия, переносимая волнами, воздействует на интенсивность света звезд *); уравнения Бергмана (3) следует поэтому исправить так (см. работу [130]):

$$\langle\alpha^2\rangle^{1/2} \equiv (\text{амплитуда флуктуаций интенсивности света звезд}) \sim$$
$$\sim \frac{G}{c^4}\begin{pmatrix}\text{энергия на единицу площади}\\ \text{на длине когерентности волны}\end{pmatrix} \times \begin{pmatrix}\text{расстояние}\\ \text{до звезды}\end{pmatrix} \times$$
$$\times \begin{pmatrix}\text{число длин когерентности}\\ \text{между Землей и звездой}\end{pmatrix}^{1/2} \sim \left(\frac{h}{\lambda}\right)^2 lL\left(\frac{L}{l}\right)^{1/2} =$$
$$= \left(\frac{h}{\lambda}\right)^2 L_{\text{н}}^2 \left(\frac{L}{L_{\text{и}}}\right)^2 \left(\frac{l}{L}\right)^{1/2}; \quad (44)$$

здесь L — расстояние до звезды, l — длина когерентности гравитационных волн, λ — длина гравитационных волн, $(c^4/G)\,(h/\lambda)^2$ — плотность энергии в гравитационной волне. Космологические наблюдения требуют $(h/\lambda)^2 L_{\text{и}}^2 \lesssim 1$ (т. е. $\rho \lesssim 10^{-28}$ *г/см*^{3}). Таким образом, последняя формула показывает, что амплитуда флуктуаций никогда не превосходит величины порядка единицы и при всех разумных условиях будет $\ll 1$. Эффект выглядит безнадежно (см. работу [131] относительно более полного рассмотрения, в основном верного, но чрезмерно усложненного).

---

*) Осцилляции тензора Римана вызывают смещение световых лучей; во втором порядке по смещениям появляется фокусировка лучей. Результирующая фокусировка, пропорциональная плотности энергии гравитационных волн, имеет такой же вид, как если бы вместо гравитационных были электромагнитные волны или нейтрино (см. работу [130]).

6. ЭКСПЕРИМЕНТ ВЕБЕРА

Начиная с 1969 г., Дж. Вебер [1-6] наблюдает внезапные согласованные возбуждения двух резонансных гравитационных антенн, разнесенных на расстояние в 1000 *км*: одна антенна находится в Мэриленде, другая под Чикаго. Если эти возбуждения вызываются гравитационными волнами, то характеристики *каждой* вспышки примерно такие, каких следует ожидать от «сильных» Сверхновых или от коллапсов, имеющих место где-то в нашей Галактике; но наблюдаемая частота всплесков по меньшей мере в 1000 раз больше, чем это можно ожидать на основе современных астрофизических представлений! Наблюдения Вебера подводят к мысли, что гравитационно-волновая астрономия, возможно, не только доставит новые данные об известных астрофизических явлениях (двойные звезды, пульсары, Сверхновые), но и откроет совершенно новые явления (столкновения «черных дыр», космологические гравитационные волны ???). Фактически мы стоим перед доставляющей танталовы муки возможностью того, что такие новые явления преобладают над всеми остальными процессами преобразования энергии; такое допущение вынудило бы нас к коренной ломке наших представлений о галактиках и космологической эволюции.

Из этого теоретического и экспериментального кризиса возможны следующие выходы: 1) события Вебера вызываются не гравитационными волнами, а чем-либо еще; 2) события вызваны гравитационными волнами, но поток энергии почему-либо много меньше того, который принимается нами сейчас; 3) выводимый поток правилен, но расчет полной светимости неверен (т. е. источник расположен ближе либо излучение имеет вид луча, направленного в нашу сторону); 4) расчет светимости правилен, и в настоящую эпоху (по меньшей мере) наша Галактика (?) излучает гравитационно на несколько порядков больше, чем в электромагнитных волнах; 5) наблюдаемые волны имеют космологическое происхождение.

Здесь мы дадим краткий обзор наблюдений, приведенных в литературе, и разработаем указанные возможности выходов из сложившегося кризиса.

а) Детекторы Вебера и события Вебера. Детекторы представляют собой алюминиевые цилиндры диаметром 66 *см* и длиной 153 *см*. Продольные натяжения контролируются пьезоэлектрическими кристаллами, прикрепленными по обхвату цилиндра. Согласно нашей терминологии цилиндры представляют собой резонансные антенны с распределенными параметрами, с $\omega_0/2\pi = 1661$ *гц*, $\tau_0 \sim 10$ *сек*. Выход антенны контролируется со временем разрешения $\tau \gtrsim 0{,}1$ *сек* при обнаруживаемых натяжениях порядка 10^{-17}. Таким образом, соответствующая чувствительность S составляет по грубой оценке величину $\sim 5\cdot 10^{-16}$ *см/гц*$^{1/2}$. Смещения из-за тепловых шумов составляют величину $|\mathscr{B}_0^{\text{тепл}}| \sim 10^{-14}$ *см*, так что время разрешения τ близко к оптимальному для данного устройства (соотношение (42)).

Наблюдаемые события случаются примерно один раз в день. Совпадения исчезают при введении задержки в 2 *сек* на выходе одной из антенн. Так как структура сигнала за время разрешения τ не описывалась, экспериментальный предел $Q_{\text{волн}}$ (отношение частоты к ширине полосы волны) составляет величину $Q_{\text{волн}} \lesssim 200$. Недавно Вебер [6] наблюдал согласованные возбуждения на другой антенне на частоте 1580 *гц*. Это указывает на то, что $Q_{\text{волн}} \lesssim 20$.

При совпадениях обнаруживаются смещения $\Delta l = B_0^{(\mathrm{GW})} \sim 5\cdot 10^{-15}$ *см*. Совпадения более часты, когда оси цилиндров перпендикулярны направлению на центр галактики. Наблюдения согласуются с гипотезой об еди-

ничном точечном источнике случайно поляризованных волн, расположенном на этом направлении (или на противоположном, — волны проходят сквозь Землю беспрепятственно). Нельзя исключить источники, расположенные в пределах $\lesssim 10°$ вокруг этого направления [6], но можно исключить источники, расположенные под бо́льшими углами, если только они не поляризованы специально «плохо» [132].

б) Факты в пользу гравитационных волн. Вебер проверял возможность возбуждения своих антенн сейсмически, космическими лучами и радиоволнами, — все с отрицательным результатом. Тем не менее при исключении негравитационных причин возбуждения всегда остается возможность упустить что-либо из виду *). Поэтому важно найти прямое доказательство того, что возбуждение действительно гравитационное.

Частичное доказательство с помощью *скалярно*-волновых экспериментов провел сам Вебер [5]. Антенна в форме диска (а не цилиндра) использовалась для поисков скалярного гравитационного излучения (исключенного в теории Эйнштейна, но предсказываемого, например, в теории Бранса — Дикки [8]). Однако диск не является «идеальной» скалярной антенной, он реагирует и на обычную тензорную волну, хотя диаграмма направленности у него иная, чем для цилиндра. Эксперименты Вебера не обнаружили скалярного излучения. Более интересно, что отклик диска согласуется с гипотезой о точечном источнике тензорных гравитационных волн в центре галактики. Так как негравитационному механизму возбуждения было бы трудно «имитировать» различную направленность для диска и для цилиндра, то это можно рассматривать как прямое, хотя и слабое, доказательство того, что механизм возбуждения связан с тензорными гравитационными волнами.

в) Расчетная интенсивность волн. Если возбуждения вызваны гравитационными волнами, то соотношение (40) должно быть справедливым по порядку величины, т. е.

$$h \sim \frac{3\cdot 10^{-17}}{Q_{\text{волн}}}. \tag{45}$$

Как указывалось выше, экспериментальный предел на 1971 г. есть $Q_{\text{волн}} \lesssim 20$. Однако, вероятно, $Q_{\text{волн}}$ еще меньше: если бы $Q_{\text{волн}}$ было столь велико, то следовало бы заключить, что либо Веберу очень повезло и он угадал «универсальный» волновой диапазон (1580—1661 *гц*), либо он упустил еще много вспышек на других частотах. Получение экспериментального предела для $Q_{\text{волн}}$ имеет решающее значение; волны должны быть изучены с помощью широкополосных антенн или с помощью узкополосных, но на многих частотах.

г) Светимость источника. Используя соотношения (45) и (6), можно рассчитать массу M, отвечающую полной энергии Mc^2 каждой вспышки Вебера:

$$M \sim 0{,}5 M_{\odot} \left(\frac{r}{10\ \textit{кпс}}\right)^2 \frac{1}{Q_{\text{волн}}} \frac{\Delta\Omega}{4\pi}, \tag{46}$$

где r — расстояние от источника; $\Delta\Omega/4\pi$ — фактор направленности, который порядка единицы для обычного квадрупольного источника. Если положить $Q_{\text{волн}} \sim 10$ и считать, что источник находится в центре Галактики и что Вебер регистрирует 10 % всех событий, то скорость уноса массы

*) Например, кроме возбуждения обычными электромагнитными волнами, возможно возбуждение «массивным» векторным полем [144]. (*Прим. перев.*)

гравитационными волнами составит 150 $M_\odot$/год. (При Q волн ~ 1 это составит 1500 $M_\odot$/год; для сравнения, полная электромагнитная светимость Галактики составляет 10^{-2} $M_\odot$/год.) Для уменьшения этой величины мы должны считать, что либо источник расположен значительно ближе, либо фактор $\Delta\Omega/4\pi$ мал и излучение направлено «пучком» на нас или в узкую область галактических широт [30]. Другая идея состоит в поисках «фокусирующего» механизма, который сокращал бы эффективное расстояние [133, 134]. Пока не предложено ни одной приемлемой теоретической модели, развивающей эти возможности.

Другой способ рассуждений состоит в попытках оценить пределы скорости потерь массы из соображений соответствия с другими наблюдениями. Наилучший предел установили Филд, Рис и Скияма [135], Скияма[136], Скияма и др. [137]; они нашли, что 70 $M_\odot$/год — максимально допустимая скорость потерь для периода в 10^9 лет. Бо́льшие потери вызывали бы убегание звезд из окрестностей Галактики, чего в действительности не наблюдается.

д) Остальные загадки. С нашей точки зрения, окончательный ответ будет, в терминах первоначальных пяти возможностей, первым (события не являются гравитационными волнами) *), третьим (направленность или фокусировка волн) или четвертым (чрезмерная активность Галактики в настоящую эпоху). Возможность 3) привлекательна, но требует теоретической модели, которая на сегодня неизвестна; возможность 4) требует сверх того еще допущения, что мы живем в эпоху исключительной активности либо что наши современные космологические представления весьма ошибочны. (Отметим, что наша эпоха должна быть в этом случае активной исключительно в смысле гравитационного излучения: нет никаких указаний на соответствующие вспышки радиоволн [138, 139] или нейтрино [140].)

Для важных научных загадок характерно то, что до их разрешения любая возможность выглядит неправдоподобно. Загадка наблюдений Вебера не является исключением в этом отношении.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Какого прогресса следует ожидать в течение ближайших десяти — пятнадцати лет? С техникой 1971 г. (напряжения $\sim 10^{-17}$, измеряемые с помощью среднечастотной резонансной антенны) можно наблюдать гравитационные волны от сверхновой, находящейся на расстоянии в несколько килопарсек, — событие, на которое можно не рассчитывать. Для оценки возможности регистрации других известных источников необходимо запланировать технический прогресс: возможно, улучшение в 10—100 раз чувствительности датчиков смещений за счет использования стандартной криогенной техники; возможно, какое-либо другое усовершенствование, дающее тот же множитель. Такое усовершенствование расширит доступную для наблюдений область с килопарсеков до мегапарсеков, и можно будет надеяться регистрировать события раз в месяц (отдельные сверхновые или коллапсирующие звезды на тысячи галактик).

Что касается детектирования известных монохроматических источников (пульсары, двойные звезды), то здесь следует обратить внимание на перспективы высокодобротных антенн (см. соотношение (36)). Здесь можно

*) Шансы этой версии поднялись с появлением (уже после написания авторами настоящего обзора) работ Адамянца и др. [145] и Калиникова и Колесникова [146], косвенно указывающих на возможное объяснение наблюдений Вебера негравитационными эффектами, с одной стороны, и с другой — работ Брагинского и др. [147] и Тайсона [148], которые *не* подтверждают экспериментальных результатов Вебера. (*Прим. перев.*)

предвидеть особую важность космических экспериментов: только вращательный резонанс не ограничен свойствами материала (например, диссипацией в колеблющемся алюминиевом цилиндре), а невесомость и вакуумное окружение идеально отвечают проблеме подвешивания и изоляции системы. Космические эксперименты позволяют также работать с большими базисными расстояниями, необходимыми для детектирования волн очень низких частот с помощью антенн на свободных массах и лазерной интерферометрии. При возможных усовершенствованиях техники экспериментов можно надеяться на детектирование волн как от двойных звезд с коротким периодом, так и от пульсара Крабовидной туманности в течение ближайших 10 или 15 лет.

Если события Вебера связаны с гравитационными волнами, то можно предвидеть более быстрое развитие гравитационно-волновой астрономии: поскольку события могут быть обнаружены уже современной техникой, дальнейшие усовершенствования, особенно в отношении широкополосных устройств, немедленно дадут дальнейшие наблюдательные подробности. Экспериментальные результаты, несомненно, будут стимулировать развитие теории.

Для повышения оптимизма вспомним работу Янского [141]: «В ряде экспериментов были обнаружены высокочастотные электромагнитные сигналы неизвестного происхождения. Свыше года велись записи направления этих волн. Время, когда эти волны имели максимальную интенсивность... медленно менялось в течение года так, как можно было бы объяснить за счет вращения Земли вокруг Солнца... [Этот факт] приводит к выводу, что положение места испускания волн фиксировано в пространстве, т. е. что эти волны приходят извне Солнечной системы». Янский правильно догадался, что источник может быть расположен в направлении галактического центра.

Радиоастрономия явилась первым «необычным» добавлением к двадцативековой наблюдательной астрономии, ей потребовалось более 15 лет, чтобы достичь «плодоносного» возраста. Теперь начало положено, и время развития должно сократиться. Ждем и надеемся, что развитие гравитационно-волновой астрономии будет быстрым.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. J. Weber, Phys. Rev. Lett. **22**, 1302 (1969).
2. J. Weber, ibid. **24**, 276 (1970).
3. J. Weber, ibid. **25**, 180.
4. J. Weber, Lett. Nuovo Cimento **4**, 653 (1970).
5. J. Weber, Nuovo Cimento **B4**, 197 (1971).
6. J. Weber, работа, доложенная на VI Международной конференции по гравитации и относительности, Копенгаген, июль 1971 г.
7. C. W. Misner, K. S. Thorne, J. A. Wheeler, Gravitation, San Francisco, W. H. Freeman Publ., 1972.
8. C. Brans, R. H. Dicke, Phys. Rev. **124**, 925 (1961).
9. R. E. Morganstern, ibid. **163**, 1357 (1967).
10. R. E. Morganstern, H.-Y. Chiu, ibid. **157**, 1228.
11. R. F. O'Connell, A. Salmona, ibid. **160**, 1108.
12. R. V. Wagoner, ibid. **D1**, 3209 (1970).
13. K. S. Thorne, C. M. Will, W. T. Ni, Proc. of the Intern. Conference on Experimental Gravitation Theories. Ed. R. W. Davies, JPL Techn. Memorandum, 33-499 (1971).
14. W. T. Ni, Astrophys. J. **176**, 769 (1972).
15. K. Nordtvedt, C. M. Will, ibid. **177**, 757.
16. A. Trautman, Proc. of the Intern. Conference on Relativistic Theorie of Gravitation, v. 1. Imperial College, University of London, 1965.
17. W. T. Ni, Astrophys. J. **176**, 769 (1972).
18. R. A. Isaacson, Phys. Rev. **166**, 1272 (1968).
19. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Теория поля, М., «Наука», 1967.

20. J. R. Ipser, Astrophys. J. **166**, 175 (1970).
21. P. C. Peters, Phys. Rev. **D1**, 1559 (1970).
22. P. C. Peters, ibid. **D5**, 2476 (1972).
23. R. Ruffini, J. A. Wheeler, Proc. of ESRO Colloqium (September 4. 1969), European Space Research Organization, 1971.
24. K. S. Thorne, Astrophys. J. **158**, 1 (1969).
25. V. de la Cruz, J. E. Chase, W. Israel, Phys. Rev. Lett. **24**, 423 (1970).
26. R. H. Prise, Phys. Rev. **D5**, 2419 (1972).
27. R. H. Prise, ibid., p. 2439.
28. F. J. Zerilli, ibid. **D2**, 2141 (1970).
29. M. Davis, R. Ruffini, W. H. Press, R. H. Prise, Phys. Rev. Lett. **27**, 1466 (1971).
30. C. W. Misner, ibid. **28**, 994 (1972).
31. D. Christodoulou, Ph. D. Thesis (Princeton University, 1971).
32. L. Wood, G. Zimmerman, J. Nuckolls, G. Chapline, Bull. Am. Phys. Soc. **16**, 609 (1971).
33. У. Х. Копвиллем, В. Р. Нагибаров, Письма ЖЭТФ **5**, 445 (1967).
34. У. Х. Копвиллем, В. Р. Нагибаров, Изв. вузов (Физика), № 9, 66 (1967).
35. У. Х. Копвиллем, В. Р. Нагибаров, ЖЭТФ **56**, 201 (1969).
36. В. Б. Брагинский, В. Н. Руденко, УФН **100**, 395 (1970).
37. J. Weber, General Relativity and Gravitational Waves, N.Y., Intersci. Publ. 1961 (см. перевод: Дж. Вебер, Общая теория относительности и гравитационные волны, М., ИЛ, 1962).
38. P. C. Peters, J. Mathews, Phys. Rev. **131**, 435 (1963).
39. J. Faulkner, Astrophys. J. **170**, L99 (1971).
40. S. C. Vila, Nature (Phys. Sci.) **230**, 39 (1971).
41. В. Б. Брагинский, УФН **86**, 433 (1965).
42. В. Н. Мироновский, ЖЭТФ **49**, 1650 (1965).
43. H. J. Melosh, Nature **223**, 690 (1969).
44. J. P. Ostriker, J. E. Gunn, Astrophys. J. **157**, 1395 (1969).
45. A. Ferrari, R. Ruffini, ibid. **158**, L71.
46. И. С. Шкловский, Астрон. ж. **46**, 114 (1969).
47. W. Y. Chau, Nature **228**, 655 (1970).
48. M. Ruderman, Nature **223**, 597 (1969).
49. G. Baym, D. Pines, Ann. Phys. (N.Y.) **66**, 816 (1971).
50. D. Pines, J. Shaham, M. Ruderman, Nature (Phys. Sci.) **237**, 83, 96 (1972).
51. J. B. Hartle, K. S. Thorne, Astrophys. J. **153**, 807 (1968).
52. G. Baym, C. Pethick, P. Sutherland, ibid. **170**, 299 (1971).
53. S. Chandrasekhar, Phys. Rev. Lett. **24**, 611 (1970).
54. S. Chandrasekhar, Astrophys. J. **161**, 561 (1970).
55. S. Chandrasekhar, ibid., p. 571.
56. W. Y. Chau, ibid. **147**, 664 (1967).
57. Л. М. Озерный, Письма ЖЭТФ **2**, 83 (1965).
58. L. Halpern, B. Laurent, Nuovo Cimento **33**, 728 (1964).
59. S. Weinberg, Phys. Rev. B**140**, 516 (1965).
60. M. Carmelli, ibid. **158**, 1243 (1967).
61. B. M. Barker, S. N. Gupta, J. Kashkas, ibid. **182**, 1391 (1969).
62. L. E. Halpern, Ann. Inst. H. Poincaré **11**, 309 (1969).
63. Д. Д. Иваненко, А. А. Соколов, Вестн. МГУ (Физика, Астрономия) 8, 103 (1947).
64. Д. Д. Иваненко, А. А. Соколов, Квантовая теория поля, М., Физматгиз, 1952, ч. II, раздел 5.
65. А. Бродский, Д. Д. Иваненко, ДАН СССР **92**, 731 (1953).
66. М. Е. Герценштейн, В. И. Пустовойт, ЖЭТФ **43**, 605 (1962).
67. W. D. Arnett, Supernovae and Their Remanants. Ed. P. J. Brancozio and A. G. W. Cameron, N.Y., Cordon and Breach, 1969, pt. 6.
68. J. Wilson (неопубликовано), цит. по: A. G. W. Cameron, Comm. Astrophys. and Space Phys. **1**, 74 (1969).
69. Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, Теория тяготения и эволюция звезд, М., «Наука», 1971.
70. Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, ДАН СССР **155**, 1033 (1964).
71. R. A. Matzner, Astrophys. J. **154**, 1123 (1968).
72. C. W. Misner, Phys. Rev. Lett. **22**, 1071 (1969).
73. M. J. Rees, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. **154**, 187 (1971).
74. D. Lynden-Bell, Nature **223**, 690 (1969).
75. D. Lynden-Bell, M. Rees, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. **152**, 461 (1971).
76. J. M. Bardeen, Nature **226**, 64 (1970).

77. C. W. Misner, P. L. Chrzanowski, Phys. Rev. Lett. **28**, 998 (1972).
78. J. M. Bardeen, W. H. Press, S. A. Tenkolsky, Astrophys. J. **178**, 347 (1972).
79. M. Davis, R. Ruffini, J. Tiomno, F. Zerilli, Phys. Rev. Lett. **28**, 1352 (1972).
80. W. H. Press, Astrophys. J. **170**, L105 (1971).
81. A. A. Wyller, ibid. **160**, 443 (1970).
82. A. G. W. Cameron, J. W. Truran, цит. по [83].
83. P. J. E. Peebles, Gen. Relativity and Gravitation (1972).
84. P. Kafka, Nature **226**, 436 (1970).
85. B. Bertotti, A. Cavalliere, Nuovo Comento **B2**, 223 (1971).
86. G. Greenstein, Astrophys. J. **158**, L145 (1969).
87. S. W. Hawking, Phys. Rev. Lett. **26**, 1344 (1971).
88. М. Е. Герценштейн, ЖЭТФ **41**, 113 (1961).
89. Ю. В. Владимиров, ЖЭТФ **45**, 251 (1963).
90. D. Christodoulou, R. Ruffini, Phys. Rev. **D4**, 3552 (1971).
91. J. Weber, ibid. **117**, 306 (1960).
92. W. J. Kaufmann, Nature **227**, 157 (1970).
93. A. J. Anderson, ibid. **229**, 547 (1971).
94. G. W. Gibbons, Nature (Phys. Sci.) **230**, 113 (1971).
95. G. E. Moss, L. R. Miller, R. L. Forward, Appl. Opt. **10**, 2495 (1971).
96. G. E. Moss, ibid., p. 2565.
97. S. N. Rasband, P. B. Pipes, W. O. Hamilton, S. P. Boughn, Phys. Rev. Lett. **28**, 253 (1972).
98. D. H. Douglass, сборник [13].
99. В. Б. Брагинский, ЖЭТФ **53**, 1436 (1967).
100. В. Б. Брагинский, Физические эксперименты с пробными телами, М., «Наука», 1970.
101. В. Б. Брагинский, работа, доложенная на VI Международной конференции по гравитации и относительности, Копенгаген, июль 1971 г.
102. W. O. Hamilton, сборник [13].
103. W. O. Hamilton, Bull. Am. Phys. Soc. **16**, 609 (1970).
104. G. W. Gibbons, S. W. Hawking, Phys. Rev. **D4**, 2191 (1971).
105. G. J. Dick, W. H. Press (неопубликовано).
106. Г. Я. Лаврентьев, Письма ЖЭТФ **10**, 495 (1969).
107. Г. Я. Лаврентьев, ТФ **39**, 1316 (1969).
108. V. S. Tuman, Nature (Phys. Sci.) **230**, 101 (1971).
109. D. H. Douglass, J. A. Tyson, Nature **229**, 34 (1971).
110. V. Vali, L. Filler (1972).
111. В. Б. Брагинский, Я. Б. Зельдович, В. А. Руденко, Письма ЖЭТФ **10**, 411 (1969).
112. В. Б. Брагинский, В. С. Назаренко, Вестн. МГУ (Физика. Астрономия) **12**, 115 (1971).
113. А. Д. Сахаров, цит. по [7].
114. F. J. Dyson, Astrophys. J. **156**, 529 (1969).
115. E. P. Esposito, ibid. **165**, 165 (1971).
116. E. P. Esposito, ibid. **168**, 495.
117. V. de. Sabbata, Mem. Soc. Astron. Ital. **41**, 65 (1970).
118. W. H. Press (неопубликовано), цит. по [7].
119. G. Papini, Lett. Nuovo Cimento **4**, 1027 (1970).
120. B. S. DeWitt, Phys. Rev. Lett. **16**, 1092 (1966).
121. В. Б. Брагинский, М. Б. Менский, Письма ЖЭТФ **13**, 585 (1971).
122. Г. А. Лупанов, ЖЭТФ **52**, 118 (1967).
123. А. А. Водяницкий, Ф. А. Диманштейн, УФЖ **13**, 1403 (1968).
124. D. Boccaleti, Lett. Nuovo Cimento, ser 2, **2**, 549 (1970).
125. D. Boccaleti, V. de Sabbata, P. Fortini, C. Gualdi, Nuovo Cimento **B70**, 129 (1972).
126. R. L. Forward, Gen. Relativity and Gravitation **2**, 149 (1971).
127. F. Winterberg, Nuovo Cimento **B53**, 264 (1968).
128. P. G. Bergmann, Phys. Rev. Lett. **26**, 1398 (1971).
129. D. M. Zipoy, B. Bertotti, Nuovo Cimento **B56**, 195 (1968).
130. R. Penrose, сборник «Perspectives in Geometry and Relativity». Ed. B. Hoffman, Bloomington, Indiana, Indiana Univ. Press, ch. 27.
131. D. M. Zipoy, Phys. Rev. **142**, 825 (1966).
132. J. A. Tyson, D. H. Douglass, Phys. Rev. Lett. **28**, 991 (1972).
133. J. K. Lawrence, Phys. Rev. **D3**, 3239 (1971).
134. J. K. Lawrence, Astrophys. J. **171**, 483 (1972).
135. G. B. Field, M. J. Rees, D. W. Sciama, Comm. Astrophys. and Space Sci. **1**, 187 (1969).

136. D. W. Sciama, Nature **224**, 1263 (1969).
137. D. W. Sciama, G. B. Field, M. J. Rees, Phys. Rev. Lett. **23**, 1514 (1969).
138. R. B. Partridge, ibid. **26**, 912 (1971).
139. W. N. Charman, J. V. Jelley, J. H. Fruin, E. R. Hodgson, P. F. Scott, J. R. Shakeshaft, G. A. Baird, T. Delaney, B. G. Lawless, R. W. P. Drever, W. P. S. Meikle, R. A. Porter, R. E. Spencer, Nature **228**, 346 (1970).
140. J. N. Bahcall, R. Davis, Jr., Phys. Rev. Lett. **26**, 662 (1971).
141. K. G. Jansky, Proc. IRE **21**, 1387 (1933).

ЛИТЕРАТУРА К ПРИМЕЧАНИЯМ ПЕРЕВОДЧИКА

142. Я. А. Схоутен, Тензорный анализ для физиков, М., «Наука», 1965.
143. В. Б. Брагинский, В. П. Митрофанов, В. Н. Руденко, А. А. Хорев, ПТЭ, № 4, 245 (1971).
144. М. Е. Герценштейн, Письма ЖЭТФ **14**, 611 (1971).
145. Р. А. Адамянц, А. Д. Алексеев, Н. И. Колосницын, ibid. **15**, 277 (1972).
146. И. И. Калинников, С. Н. Колесников, Астрон. циркуляр № 619 (1971).
147. В. Б. Брагинский, А. Б. Манукин, Е. И. Попов, В. Н. Руденко, А. А. Хорев, Письма ЖЭТФ **16**, 157 (1972).
148. J. A. Tyson, Bell Laboratoires, Preprint (работа, доложенная на VI Техасском симпозиуме по релятивистской астрофизике 18—22 декабря 1972 г.).