мощность теплового гравитационного излучения составляет около 10^{15} *эрг/сек* [Мироновский (1965а)], что в 10^{18} раз меньше светового излучения. О гравитонах см. § 6 гл. 2.

Далее в §§ 15 и 16 дается краткий анализ проблемы детектирования гравитационного излучения, и краткий разбор недавней работы Вебера. Интересующихся подробностями отсылаем к книге Вебера (1962), обзорам Брагинского (1965), Брагинского, Руденко (1970), статье Вестервельта (1966), серии докладов Вебера (1967; 1968; 1969) и работе Брагинского, Менского (1971) *).

Приведем здесь только для пояснения трудности задачи оценку величины ускорения A, вызываемого гравитационной волной для двух пробных частиц, разнесенных на расстояние l. Если двойная звезда находится от нас на расстоянии 10 *пс* $= 3\cdot 10^{19}$ *см*, компоненты имеют массу порядка солнечной и обращаются за период 8 часов, то из оценок параграфа получаем

$$\frac{A}{l} \approx 10^{-33} \text{ сек}^{-2}.$$

§ 14. Торможение гравитационным излучением **)

Еще недавно единственным способом расчета энергии, уносимой из системы гравитационными волнами, было вычисление потока энергии в волновой зоне с помощью псевдотензора энергии-импульса гравитационных волн (Ландау и Лифшиц, 1967, § 105) и последующее интегрирование этого потока по сфере, окружающей источник, и по времени. Аналогичный метод использовался для вычисления углового момента, уносимого гравитационными волнами. Обратная реакция излучения на источник выводилась из требования, что источник теряет энергию и угловой момент с той же скоростью, с которой их уносят волны. Таким методом были получены результаты для двойных звезд, приведенные в предыдущем параграфе.

Сомневающиеся в реальности гравитационных волн скептики (число которых значительно уменьшилось за последнее десятилетие) утверждают, что псевдотензор, используемый для вычисления энергии и импульса гравитационных волн, не имеет физического смысла, так как он в каждой точке может быть сделан нулем за счет подходящего выбора системы координат. На такую критику обычно (удовлетворительно) отвечают, указывая, что полная излучаемая энергия и полный угловой момент не зависят от

*) Отметим также очень интересные работы Герценштейна, Пустовойта (1962) и Копвилема, Нагибарова (1965) о возможности когерентного испускания и детектирования гравитационных волн, хотя эти работы и не связаны прямо с нашим обсуждением.

**) Этот и следующий (§ 15) параграфы написаны для нашей книги проф. К. С. Торном (США).

координат и от выбора псевдотензора. Однако в последние два года были найдены лучшие ответы, которые делают абсолютно надежными стандартные заключения об энергии в гравитационной волне и о демпфирующем влиянии волны на источник.

Первым из них является сконструированный Айзаксоном (1968a,b) тензор (не псевдотензор!) энергии-импульса гравитационных волн. Айзаксон ограничился рассмотрением волн со средним значением длины волны λ, распространяющихся в «гладком» фоновом пространстве — времени, среднее значение радиуса кривизны которого $R \gg \lambda$. Такую систему можно проанализировать с двух точек зрения: исследовать ее «мелкозернистую» структуру или «крупнозернистую» структуру.

В «мелкозернистом» подходе рассматриваются области с размером, не слишком превышающим λ; в таких областях кривизна пространства — времени определяется «рябью» гравитационных волн, а кривизна фонового пространства едва заметна. Так изучается распространение гравитационных волн.

При «крупнозернистом» рассмотрении исследуются крупномасштабные свойства пространства — времени; детальная локальная структура волн игнорируется путем усреднения всех величин по областям с размерами в несколько длин волн λ. Например, в инварианте кривизны $C = R_{iklm} R^{iklm}$ сглаживаются волновые пульсации, но остается неизменной кривизна фонового пространства; в результате радиус кривизны фонового пространства

$$R \approx \langle C \rangle^{-1/4}, \tag{1.14.1}$$

где скобки $\langle \quad \rangle$ означают «крупнозернистое» усреднение по масштабам в несколько длин волн *).

Айзаксон раскладывает метрику и тензор кривизны в ряды по малому безразмерному параметру

$$\lambda/R \ll 1. \tag{1.14.2}$$

Заметим, что этот параметр тесно связан с амплитудой волн, ибо как мы увидим ниже, сами волны дают фоновую кривизну. Плотность энергии волн порядка $(c^4/G)(h/\lambda)^2$, где h — безразмерная амплитуда волны, и, следовательно, согласно уравнениям Эйнштейна, они вызывают кривизну

$$R^{-2}_{\text{вызв. волнами}} \sim (G/c^4) \times (\text{энергия волн}) \sim (h/\lambda)^2; \tag{1.14.3}$$
$$h \sim \lambda/R_{\text{вызв. волнами}} \lesssim \lambda/R_{\text{полная}}.$$

Следовательно, в отсутствие материи и других полей разложение по степеням λ/R эквивалентно разложению по степеням амплитуды h.

*) Технически это усреднение по Бриллю и Хартли (1964), но во всех случаях, за исключением наиболее сложных, это может быть и любой другой мыслимый тип усреднения.

Айзаксон представил метрику g_{ik} и эйнштейновский тензор кривизны $G_{ik} = R_{ik} - \frac{1}{2} g_{ik} R$ в форме

$$g_{ik} = g_{ik}^{(\text{ф})} + h_{ik}, \tag{1.14.4}$$
$$G_{ik} = R_{ik} - \frac{1}{2} g_{ik} R = G_{ik}^{(\text{ф})} + G_{ik}^{(1)} + G_{ik}^{(2)} + O\,[(\lambda/R)^3].$$

Здесь $g_{ik}^{(\text{ф})}$ и $G_{ik}^{(\text{ф})}$ метрика и кривизна фона, $G_{ik}^{(l)}$ — осциллирующие поправки, линейные по λ/R, $G_{ik}^{(2)}$ — квадратичные поправки. Поправки $G_{ik}^{(1)}$ и $G_{ik}^{(2)}$ вычисляются с помощью метрики (1.14.4) и стандартных формул (1.7.1), (1.7.2) для тензора Риччи.

Вне источников, в вакуумной области, тензор Эйнштейна исчезает: $G_{ik} = 0$. Исследуем эти уравнения поля сначала с «мелкозернистой», а затем с «крупнозернистой» точек зрения. При «мелкозернистом» подходе, когда фоновая кривизна не заметна, часть тензора Эйнштейна, связанная с осцилляциями, должна быть равна нулю:

$$G_{ik}^{(1)} = 0. \tag{1.14.5}$$

Будучи выписанным в терминах возмущения метрики h_{ik}, это уравнение становится обобщением волнового уравнения на случай искривленного пространства:

$$\left.\begin{aligned} \psi_{ik} &\equiv h_{ik} - \frac{1}{2} g_{ik}^{(\text{ф})} h_j^j, \\ \psi_{ik|a}{}^{|a} + 2R_{aikb}^{(\text{ф})}\psi^{ab} &+ R_{ia}^{(\text{ф})}\psi_k^a + R_{ka}^{(\text{ф})}\psi_i^a = 0. \end{aligned}\right\} \tag{1.14.6*}$$

Здесь поднимание и опускание индексов производится с помощью фоновой метрики $g_{ab}^{(\text{ф})}$; черточка означает ковариантное дифференцирование по отношению к этой метрике.

При «крупнозернистом» подходе вакуумные уравнения поля $G_{ik} = 0$ следует усреднить по масштабам в несколько длин волн. Среднее от фоновой кривизны $\langle G_{ik}^{(\text{ф})} \rangle$ будет тогда собственной кривизной фона (без осцилляций), а среднее от линейных возмущений $\langle G_{ik}^{(1)} \rangle$ тождественно обратится в нуль. Следовательно, уравнения поля будут иметь вид $G_{ik}^{(\text{ф})} + \langle G_{ik}^{(2)} \rangle = 0$ или, эквивалентный,

$$G_{ik}^{(\text{ф})} = (8\pi G/c^4)\, T_{ik}^{(b)}, \tag{1.14.7}$$

где $T_{ik}^{(b)}$ определяется как

$$T_{ik}^{(b)} = -(c^4/8\pi G)\, \langle G_{ik}^{(2)} \rangle = (c^4/32\pi G)\, \langle h_{lm|i} h^{lm}{}_{|k} \rangle. \tag{1.14.8}$$

*) Члены, связывающие h_{ik} с кривизной фона, влияют на поляризацию волн, но не изменяют того факта, что волновой фронт движется со скоростью света.

Правая часть этого равенства получена усреднением квадратичной части стандартной формулы для тензора Эйнштейна [см. (1.14.4), (1.7.1), (1.7.2)].

В формуле (1.14.7) мы можем интерпретировать $T_{ik}^{(b)}$ как тензор энергии — импульса мелкозернистых волн h_{ik} в крупнозернистом фоновом пространстве. Уравнения поля обеспечивают выполнение обычных законов сохранения для этого тензора:

$$T_{i\,|\,k}^{(b)\,k} = 0, \tag{1.14.9}$$

где | обозначает ковариантную производную в фоновом пространстве. Следует подчеркнуть, однако, что тензор энергии — импульса Айзаксона $T_{ik}^{(b)}$ является тензором только в фоновом пространстве, но не в возмущенном пространстве, и что он локализует энергию, переносимую гравитационными волнами, только с крупнозернистой точки зрения, т. е. нельзя сказать, переносится ли энергия «гребнем» волны, «впадиной» или чем-то еще. С этой точки зрения формулы (1.13.9), (1.13.10) чисто формальны.

Можно убедиться из формулы (1.14.8), что тензор Айзаксона равен пространственно — временнóму среднему от псевдотензора Ландау и Лифшица (заметим, что это равенство обнаруживается только в конце анализа: оно не накладывается при выводе!). Следовательно, все результаты, полученные из псевдотензора Ландау и Лифшица (за исключением мелкозернистой локализации энергии, которая, как ими отмечено, не однозначна), формально оправданы анализом Айзаксона.

Вторым методом изучения энергии, переносимой гравитационными волнами, является исследование затухания источника, вызванного обратным влиянием волн. При таком исследовании не нужно вычислять энергию в волнах с помощью тензора Айзаксона или какого-либо псевдотензора. Следует рассмотреть влияние гравитационного поля на источник в трех различных случаях: 1) когда все гравитационные волны вдали от источника являются расходящимися (запаздывающие потенциалы); 2) когда все далекие волны являются сходящимися («опережающие потенциалы»); 3) когда все далекие волны — стоячие, т. е. половина из них расходящиеся и половина сходящиеся («половина опережающих плюс половина запаздывающих»). Сравнивая эти три случая, можно четко описать влияние волн на источник. Находим, что в случае стоячей волны движения источника не затухают; в случае расходящейся волны есть торможение движения (потеря энергии), а в случае сходящейся волны (с соответствующей фазой и амплитудой) будет наблюдаться ускорение движения, равное и противоположное торможению, вызываемому расходящейся волной.

Такой анализ хорошо известен в электромагнитной теории [особенно ясное изложение см. Барк (1969; 1970)]. Однако в общей теории относительности он был доведен до окончательного завершения лишь недавно.

В оставшейся части этого раздела мы опишем два таких общерелятивистских расчета.

Первым из них является анализ почти ньютоновских, медленно движущихся систем, проведенный Барком (1969; 1970), Чандрасекаром и Эспозито (1970) и Торном (1968) [обзор см. Барк и Торн (1969)]. В этом анализе уравнения общей теории относительности раскладываются по степеням квадрата скорости материи в источнике $(v/c)^2$, который одного порядка величины с безразмерным ньютоновским потенциалом φ/c^2 и с отношением давления к плотности энергии в равновесной звезде. Например, для Солнца (v — параболическая скорость):

$$(v/c)^2 \sim \varphi/c^2 \sim P \,/\, \rho c^2 \sim 10^{-6}.$$

Низший порядок $(v/c)^2$ соответствует ньютоновской теории. В следующем порядке $(v/c)^4$ получаются пост-ньютоновские поправки к ньютоновской теории (смещение перигелия Меркурия; увлечение инерциальной системы отсчета; релятивистская неустойчивость в сверхмассивных звездах). В следующем порядке $(v/c)^6$ получаются еще меньшие пост-ньютоновские поправки. И, наконец, в порядке $(v/c)^7$ появляется обратная реакция излучения.

Один из принципиальных результатов Барка и Торна состоит в том, что эффекты реакции излучения могут быть поняты и легко вычислены без обращения к пост-ньютоновским поправкам промежуточных порядков $(v/c)^4$ и $(v/c)^6$. Результат в равной мере применим к общей теории относительности, электромагнитной теории или к скалярно-волновой теории (см. § 7 гл. 2). Проиллюстрируем его в случае скалярно-волновой теории.

Пространство разделяется на «ближнюю зону» ($r \ll \lambda$, где λ — характерная длина волны) и «волновую зону» ($r \gg \lambda$). Считается, что источник расположен полностью в ближней зоне. В волновой зоне скалярные волны (предполагаемые для определенности монохроматическими и квадрупольными) для реальных задач будут чисто расходящимися:

$$\psi_{\text{расх}} \sim r^{-1} P_2(\cos\theta)\, e^{i\omega(t-r)}, \quad r \gg \lambda = 2\pi c/\omega. \qquad (1.14.10a)$$

Однако поучительно рассмотреть также стоячие волны

$$\psi_{\text{стояч}} \sim r^{-1} P_2(\cos\theta) \cos(\omega r)\, e^{i\omega t}, \quad r \gg \lambda \qquad (1.14.10b)$$

и сходящиеся волны

$$\psi_{\text{сход}} \sim r^{-1} P_2(\cos\theta)\, e^{i\omega(t+r)}, \quad r \gg \lambda. \qquad (1.14.10c)$$

Если скалярное волновое уравнение имеет обычную форму $\Box\psi = 0$, то точная форма этих волн содержит в различных комбинациях сферические функции Бесселя:

$$\psi_{\text{расх}} \sim [n_2(\omega r) + ij_2(\omega r)]\, P_2(\cos\theta)\, e^{i\omega t}, \qquad (1.14.11\text{a})$$

$$\psi_{\text{стояч}} \sim n_2(\omega r)\, P_2(\cos\theta)\, e^{i\omega t}, \qquad (1.14.11\text{b})$$

$$\psi_{\text{сход}} \sim [n_2(\omega r) - ij_2(\omega r)]\, P_2(\cos\theta)\, e^{i\omega t}. \qquad (1.14.11\text{c})$$

Любое из этих полей определяется источником в ближней зоне. Будучи проэкстраполированы назад в ближнюю зону, поля (1.14.11) примут такой вид:

$$\psi_{\text{расх}} \sim \left\{[r^{-3} + \ldots] + \frac{1}{3}i\omega^5[r^2 + \ldots]\right\} P_2(\cos\theta)\, e^{i\omega t}, \quad (1.14.11\text{a}')$$

$$\psi_{\text{стояч}} \sim [r^{-3} + \ldots]\, P_2(\cos\theta)\, e^{i\omega t}, \qquad (1.14.11\text{b}')$$

$$\psi_{\text{сход}} \sim \left\{[r^{-3} + \ldots] - \frac{1}{3}i\omega^5[r^2 + \ldots]\right\} P_2(\cos\theta)\, e^{i\omega t}. \quad (1.14.11\text{c}')$$

В каждом случае доминирующая («ньютоновская») часть этих полей $\psi_{(\text{ньют})} \sim r^{-3}P_2(\cos\theta)\, e^{i\omega t}$ одинакова — и это точный вид асимптотического вблизи нуля поля, которое должно генерироваться осциллирующим квадрупольным источником. В случае стоячих волн остается только этот член. Однако для бегущих волн имеется вдобавок еще малый член $\psi \sim ir^2P_2(\cos\theta)\, e^{i\omega t}$, который появляется из функции Бесселя j_2 и не совпадает по фазе с главной частью (коэффициент i). Именно этот член приводит к силам реакции излучения и мы будем обозначать его $\psi_{\text{реакц}}$:

$$\psi_{\text{реакц}} \sim i\omega^5 r^2 P_2(\cos\theta)\, e^{i\omega t}. \qquad (1.14.12)$$

Заметим, что внутри источника $\psi_{\text{реакц}}$ меньше, чем ньютоновская часть поля $\psi_{\text{ньют}}$ в $(\omega R)^5 \approx (v/c)^5$ раз, где R — размер источника и v — его характерная внутренняя скорость. Относительные фазы $\psi_{\text{реакц}}$ и $\psi_{\text{ньют}}$ таковы, что в случае расходящейся волны $\psi_{\text{реакц}}$ вызывает в источнике внутренние силы, которые извлекают энергию из него. Это — «силы реакции излучения». В случае сходящейся волны относительные фазы сдвинуты на π и $\psi_{\text{реакц}}$ нагнетает энергию в источник.

Ситуация в электромагнитной теории и в общей теории относительности совершенно аналогична *). В электродинамике

---

*) Нелинейность ОТО отличает гравитационный случай от электромагнитного и скалярного; но эти различия не важны для нашего обсуждения. Среди наиболее интересных отличий следующее: в схеме пост-ньютоновских

аналогичный аргумент был использован Лоренцем (1915) для вычисления реакции излучения на ускоренный классический электрон (см. также Джексон, 1962, § 17.3).

В общерелятивистском случае ньютоновская метрика в ближней зоне непосредственно сшивается с метрикой для стоячей волны в волновой зоне. Если волна является расходящейся, то в ближней зоне метрика должна содержать также члены, обязанные реакции излучения, которые не совпадают по фазе с ньютоновскими членами и меньше их в $(v/c)^5$ раз. Эти члены в комбинации с ньютоновскими, будучи продолженными в волновую зону, дают метрику расходящейся волны. Форма тормозящих членов в близкой зоне полностью определяется условием расходящейся волны.

Барк (1969; 1970), Торн (1969b) и Чандрасекар и Эспозито (1970) показали из первых принципов ОТО, что влияние тормозящих членов на источник, предсказываемое ОТО, можно описать на языке ньютоновской теории тяготения. Говоря точнее, можно ввести основные общерелятивистские эффекты торможения излучением в ньютоновскую теорию тяготения, просто приписывая малый добавок $\varphi_{\text{реакц}}$ к обычному ньютоновскому потенциалу. В результате получается следующий модифицированный вариант ньютоновской теории.

Тяготение описывается обычным ньютоновским потенциалом $\varphi(\boldsymbol{x}, t)$, который вызывает обычную силу, действующую на тела:

$$\boldsymbol{F} = m\nabla\varphi. \tag{1.14.13}$$

Гравитационный потенциал также удовлетворяет обычному уравнению с источником

$$\nabla^2\varphi = -4\pi G\rho, \tag{1.14.14}$$

и, как всегда, должен быть повсюду несингулярным. Однако, в противоположность привычной ньютоновской теории, $\varphi(\infty) \neq 0$ при $r = \infty$. В данный момент времени t для источника с квадрупольным моментом (в декартовых координатах)

$$K_{\alpha\beta} = \int \rho\,(3x_\alpha x_\beta - \delta_{\alpha\beta}x_\gamma x_\gamma)\,dV \tag{1.14.15}$$

потенциал φ должен иметь при больших r вид

$$\varphi \approx \varphi_{\text{реакц}} \equiv -\frac{1}{15}\frac{G}{c^5}\left(\frac{d^5K_{\alpha\beta}}{dt^5}\right)x^\alpha x^\beta. \tag{1.14.16}$$

приближений имеется тензор натяжений

$$t_{\alpha\beta} = \frac{1}{16\pi G}\left[4\frac{\partial\varphi}{\partial x^\alpha}\frac{\partial\varphi}{\partial x^\beta} - 2\delta_{\alpha\beta}\left(\frac{\partial\varphi}{\partial x^\mu}\right)^2\right],$$

связанный с ньютоновским потенциалом φ. В большинстве калибровок (например, у Барка и Чандрасекара, но не у Торна) этот тензор генерирует примерно столько же излучения, сколько генерирует сама движущаяся материя. В противоположность этому, в электромагнитной теории все излучение генерируется непосредственно движущимися зарядами.

Заметим, что $\varphi_{\text{реакц}}$ удовлетворяет уравнению $\nabla^2\varphi_{\text{реакц}} = 0$. Вследствие этого в каждой точке пространства (в ближней зоне!) потенциал модифицированной теории связан с обычным потенциалом посредством соотношения

$$\varphi = \varphi_{\text{обыч}} + \varphi_{\text{реакц}}.$$

Член $m\,\nabla\,\varphi_{\text{реакц}}$ в выражении для силы представляет собой силу торможения излучением частицы с массой m. Заметим, что эта сила вызвана поведением системы как целого, а не поведением одной только частицы! Средняя по времени скорость, с которой эта сила извлекает энергию из системы, легко находится из приведенных выше уравнений:

$$\left\langle -\frac{dE}{dt}\right\rangle = \left\langle -\int (\rho\nabla\varphi_{\text{реакц}})\, v\, dV\right\rangle = \frac{1}{45}\frac{G}{c^5}\sum_{\alpha,\,\beta}\left\langle\left(\frac{d^3K_{\alpha\beta}}{dt^3}\right)^2\right\rangle. \quad (1.14.17)$$

Отметим, что точно с такой же скоростью энергия уносится гравитационными волнами [см. 1.12.8]. Это равенство имеет большое значение, поскольку анализ Барка, Чандрасекара, Эспозито и Торна не имеет дело с энергией в волнах.

Хотя модифицированная теория Ньютона правильно с точностью $\frac{GM}{c^2R}$ описывает торможение излучением, требуемое общей теорией относительности, она не дает смещения перигелия, отклонения света и другие безизлучательные поправки к ньютоновской теории. Так как в каждый момент безизлучательные поправки намного больше силы реакции $m\,\nabla\,\varphi_{\text{реакц}}$, то мгновенная сила торможения модифицированной теории Ньютона физически бессмысленна. Однако при интегрировании по большому интервалу времени ее эффекты будут преобладать над другими релятивистскими поправками, сохраняющими энергию. Именно эти долгосрочные («вековые», как говорят в небесной механике) эффекты имеют смысл и могут быть решающими в некоторых астрофизических приложениях.

Проведенный анализ несправедлив для существенно релятивистских тел типа нейтронных звезд. Однако в этом случае возможен иной подход, наглядно описывающий торможение излучением [Торн и Камполаттаро (1967), Прайс и Торн (1969), Торн (1969а)].

Торн, Камполаттаро и Прайс (ТКП) применили хорошо известную теорию резонансов (развитую, например, в квантовой механике и оптике) к взаимодействию между гравитационными волнами и релятивистской звездой. Можно различать три типа взаимодействий: 1) рассеяние звездой сходящегося пакета волн (случай мало интересный с астрофизической точки зрения); 2) испускание гравитационных волн изолированной пульсирующей звездой (случай, представляющий значительный астрофизический интерес) и

3) незатухающие синусоидальные колебания звезды, связанные со стоячими волнами, когда система как целое (звезда плюс волны) заключена в большую идеально отражающую полость (абсолютно не интересный для астрофизики случай). Эти три проблемы тесно связаны. Для случая рассеяния и стоячих волн в полости существуют определенные резонансные частоты $\omega_0, \omega_1, \omega_2, \ldots$, при которых взаимодействие звезды и волн особенно сильно. Для частот, близких к одной из них, взаимодействие подчиняется хорошо известному брейт-вигнеровскому соотношению:

$$\begin{pmatrix}\text{сечение рассеяния для задачи}\\ \text{рассеяния}\end{pmatrix} \sim \begin{pmatrix}\text{энергия звездных пульса-}\\ \text{ций, деленная на энергию}\\ \text{стоячих волн, приходя-}\\ \text{щуюся на одну длину}\\ \text{волны для случая полости}\end{pmatrix} \sim \frac{1}{(\omega-\omega_n)^2+(1/\tau_n)^2}. \quad (1.14.18)$$

Торн, Камполаттаро и Прайс, использовав хорошо известные методы квантовой механики и оптики, показали, что резонансные частоты ω_n являются характеристическими осцилляционными частотами изолированной звезды, испускающей волны, и что полуширина $1/\tau_n$ каждого резонанса дает скорость, с которой уменьшается амплитуда колебаний изолированной звезды в силу торможения излучением. С помощью этой связи между тремя типами задач они аналитически вывели формулу торможения излучением:

$$\text{амплитуда колебаний} \sim e^{i\omega_n t - t/\tau_n}. \quad (1.14.19)$$

Этот результат выведен без какого-либо рассмотрения того, как уносится энергия испускаемыми гравитационными волнами! Вместо этого при выводе рассматривается прямо взаимодействие волн и звезды. Только после этого, когда уже проделаны численные оценки для отдельных звезд, проверяется, что скорость, с которой затухает пульсационная энергия звезды, совпадает со скоростью уноса энергии гравитационными волнами.

Торн (1969a, b, c) применил эти методы к численному расчету характеристических пульсационных периодов $T_n = 2\pi/\omega_n$ и времен затухания τ_n для реалистических моделей нейтронных звезд. Для наинизшей квадрупольной моды массивной нейтронной звезды ($0{,}8\,M_\odot \leqslant M \leqslant 2M_\odot$) он получил $T_0 \sim 3\cdot 10^{-4}$ *сек* и $\tau_0 \sim 0{,}3$ *сек*. Обратим внимание на малость времени затухания по астрофизическим стандартам! Эти численные результаты с точностью до коэффициента ~ 3 согласуются с оценками Уилера (1966) и Чиу (1967), основанными на линейной теории.

При радиальных пульсациях нейтронной звезды гравитационное излучение должно отсутствовать, так как ОТО не допускает монопольных гравитационных волн. Однако любая реальная звезда вращается и деформируется центробежными силами. Эти деформации связывают сферические моды пульсаций с квадрупольными модами, заставляя их излучать. Предсказываемое время торможения излучением равно

$$\tau_{\text{сфер}} \sim e^{-4}\,\tau_{\text{квадруп}} \sim (\Omega^2 R^3/GM)^2\,\tau_{\text{квадруп}} \qquad (1.14.20)$$

в согласии с оценками Уилера (1966). Здесь e обозначает эксцентриситет звезды и Ω — ее угловую скорость. Для нейтронных звезд, связанных с наблюдаемыми пульсарами, $e \sim {}^1/_{30} \div 10^{-3}$ и, следовательно, $\tau_{\text{сфер}}$ заключено в пределах от одной недели до 10^5 лет. Поэтому, вероятно, другие механизмы затухания существеннее. (См. также Чао (1967). *З.* и *Н.*)

§ 15. Детектирование гравитационных волн *)

Недавно Вебер (1969) сообщил об обнаружении всплесков гравитационного излучения от космических источников. Если такая интерпретация наблюдений правильна, она окажет громадное воздействие на релятивистскую астрофизику.

Чтобы разобраться в результатах Вебера, необходимо описать его экпсперименты. Каждый детектор представляет собой большой алюминиевый цилиндр длиной около двух метров и весом около тонны. Цилиндр подвешен на проволоке в вакууме и механически изолирован от всего окружающего. Посредине цилиндра прикреплены пьезоэлектрические датчики, присоединенные к электронной цепи, чувствительной к основной (собственной) моде колебаний цилиндра. Частота этой моды равна

$$\nu_0 = 1660\ \textit{гц}, \qquad (1.15.1)$$

а ее добротность Q (число колебаний, необходимых для уменьшения энергии колебаний в e раз) есть

$$Q \approx 10^5, \qquad (1.15.2)$$

т. е. если по цилиндру быстро стукнуть молотком (или воздействовать всплеском гравитационных волн), он начнет «звенеть» с периодом $T_0 = 1/\nu_0 \approx 6\cdot 10^{-4}$ *сек* и звон затухнет за время $\tau_0 = QT_0/2\pi \approx 10$ *сек*.

Именно такого типа резкие возбуждения, необъяснимые пока ничем, кроме гипотетических всплесков гравитационных волн, наблюдал Вебер. Более того, он наблюдал этот неожиданный «звон» не на одном цилиндре, а одновременно на двух, разнесенных на 1000 *км* (один вблизи Чикаго, а другой неподалеку от Вашингтона)! Точность определения момента времени, с которой Вебер

*) См. примечание на стр. 64.