

электронов ядрами с превращением протонов в нейтроны и рождением нейтрино, которые сразу улетают из системы. Этот эффект приводит к увеличению числа μ нуклонов, приходящихся на один электрон, и, согласно выражению (11.3.46), снижает величину массы M при заданной центральной плотности. Следовательно, можно ожидать, что M увеличивается, стремясь к пределу Чандрасекара, до тех пор, пока центральная плотность не примет значения $\rho(0) \approx 5^3 \rho_{\text{кр}}$ [см. выражения (11.3.41) и (11.3.44)]; при этом M достигает максимума, а затем начинает убывать. Подробные вычисления показывают (см. фиг. 5 и гл. 10 в [1]), что максимальная масса равна $1,2M_{\odot}$, т. е. приблизительно совпадает с пределом Чандрасекара, который составляет $1,26M_{\odot}$ для $\mu = {}^{56}_{26}$. Радиус звезды максимальной массы равняется $4 \cdot 10^3$ км. Теорема 2 предыдущего параграфа утверждает, что этот максимум есть точка перехода от стабильных состояний к нестабильным, так что стабильные железные белые карлики могут существовать только при $M < 1,2M_{\odot}$.

Наиболее интересным для изучающих общую теорию относительности является абсолютное значение GM/R гравитационного потенциала на поверхности белого карлика. Для $\rho(0) \ll \rho_{\text{кр}}$ этот параметр задается выражениями (11.3.46) и (11.3.47):

$$\frac{GM}{R} = \frac{1}{2} \left(\frac{2,71406}{3,65375} \right) \mu^{-1} \left(\frac{m_e}{m_{\text{H}}} \right) \left(\frac{\rho(0)}{\rho_{\text{кр}}} \right)^{2/3}, \quad (11.3.51)$$

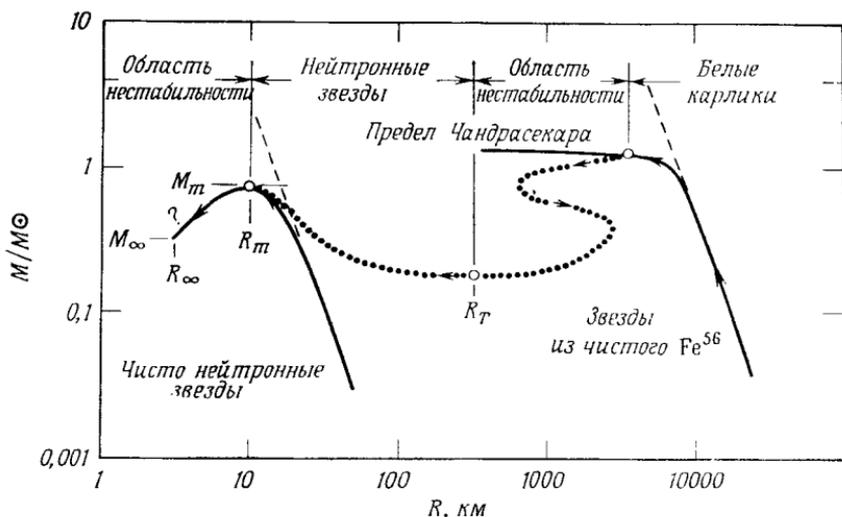
а для $\rho(0) \gg \rho_{\text{кр}}$ гравитационный потенциал задается выражениями (11.3.49) и (11.3.50):

$$\frac{GM}{R} = \left(\frac{2,01824}{6,89685} \right) \mu^{-1} \left(\frac{m_e}{m_{\text{H}}} \right) \left(\frac{\rho(0)}{\rho_{\text{кр}}} \right)^{1/3}. \quad (11.3.52)$$

Видно, что GM/R всегда остается очень малой величиной из-за коэффициента $m_e/m_{\text{H}} = 5,4 \cdot 10^{-4}$. Таким образом, эффекты общей теории относительности не вносят больших изменений в структуру белых карликов. Величина GM/R растет с увеличением центральной плотности и становится наибольшей при максимальной массе $1,2M_{\odot}$, равной $4 \cdot 10^{-4}$. Наш старый знакомый, 40 Эридан В, характеризуется $GM/R \approx 6 \cdot 10^{-5}$ (§ 5 гл. 3), так что вряд ли можно ожидать серьезных улучшений в измерении красного смещения, если обнаружатся белые карлики с гораздо большими значениями красного смещения.

§ 4. Нейтронные звезды

В предыдущем параграфе мы убедились в том, что белые карлики, удерживаемые за счет давления холодных вырожденных электронов, не могут быть в равновесии, если их масса превышает предел Чандрасекара, равный примерно $\hbar^{3/2}/(m_{\text{H}}^2 G^{3/2})$. Гра-



Фиг. 11.2. Равновесные состояния звезды.

Сплошной линией слева и справа представлены соответственно решения Оппенгеймера — Волкова [12] для чисто нейтронной звезды и решение Чандрасекара [10] для белого карлика из чистого Fe^{56} . Пунктирная линия дает экстраполяцию нерелятивистских решений в этих двух случаях. Точки представляют интерполяцию решения Уилера, Гаррисона, Торна и Вакано [11], в котором учтено смещение химического состава от Fe^{56} к нейтрону. Стрелки указывают направление роста центральной плотности. Как доказано в теореме 1, всевозможные переходные состояния между устойчивостью и неустойчивостью возникают при максимумах или минимумах величины M , отмеченных здесь маленькими кружочками.

витационный потенциал на поверхности такой звезды также не может быть больше чем отношение m_e/m_n ; так что общая теория относительности не изменяет результата расчета структуры звезды.

Продолжая наше исследование астрофизических приложений общей теории относительности, зададимся вопросом, что случается, когда звезда, масса которой выше предела Чандрасекара, достигает конца своей термоядерной эволюции и остывает. Внутреннего давления при этом заведомо не хватает для удержания ее в состоянии равновесия, и она коллапсирует. Первая возможность — звезда коллапсирует навсегда, и в этом случае общая теория относительности, несомненно, необходима для ее описания. Вторая возможность — звезда так нагревается при коллапсе, что взрывается и превращается в сверхновую. При этом может быть выброшено такое количество вещества, что масса звезды окажется ниже предела Чандрасекара. Полагают, что в последнем случае сильно сжатый остаток не завершает своей эволюции в виде белого карлика, а становится сверхплотной *нейтронной звездой* [12] ¹⁾ (фиг. 11.2).

¹⁾ Ссылки на некоторые более ранние работы имеются в работе Ландау [11]; см. также [13—15].

Нейтронная звезда подобна белому карлику, за исключением того, что она состоит почти целиком из «холодных» вырожденных нейтронов: все электроны и протоны превратились в нейтроны согласно реакции



причем нейтрино покинули звезду. Чтобы принцип Паули запрещал обратную реакцию β -распада нейтрона $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$, в звезде все же должно оставаться достаточное количество электронов и протонов; это определяет нижний предел массы стабильной нейтронной звезды, которая будет вычислена ниже.

Нейтронные звезды с малыми массами во многом похожи на белых карликов с такими же массами, исключая то, что давление вырожденных нейтронов заменяется давлением вырожденных электронов, а потому вместо m_e теперь во всех формулах должна стоять m_n (а μ следует положить равным единице). Таким образом, замечая, как m_e входит в формулы (11.3.44) — (11.3.47) для малых белых карликов, мы можем сразу сделать вывод, что нейтронная звезда малой массы будет иметь более высокую центральную плотность, чем белый карлик при этой массе (и $\mu = 2$) в $^{1/2} (m_n/m_e)^3 = 3,1 \cdot 10^9$ раз и радиус, меньший в $m_n/2m_e = 920$ раз.

Электроны в белом карлике можно считать релятивистскими, когда его масса становится сравнимой с теоретическим верхним пределом, даваемым выражением (11.3.49). Поскольку величина m_e не входит в (11.3.49), мы ожидаем, что нейтроны в нейтронной звезде становятся релятивистскими при тех же самых массах, т. е. когда M по порядку величин совпадает с M_\odot . Однако далее аналогия между белыми карликами и нейтронными звездами нарушается.

Первое отличие состоит в том, что в плотность полной энергии ρ белого карлика основной вклад дает плотность масс покоя нерелятивистских нуклонов, в то время как нейтронная звезда с массой порядка M_\odot будет состоять из нуклонов, кинетическая энергия которых сравнима с их массами покоя.

Второе отличие, даже более интересное, состоит в том, что в то время, как белый карлик с умеренно релятивистскими электронами имеет поверхностный гравитационный потенциал GM/R порядка m_e/m_n , нейтронная звезда равной массы имеет поверхностный потенциал, по порядку величины равный единице. Таким образом, общая теория относительности является необходимым элементом теории нейтронных звезд.

Для того чтобы сформулировать количественную теорию звезд, начнем с записи выражений плотности полной энергии и давления

идеального ферми-газа нейтронов с максимальным импульсом k_F :

$$\rho = \frac{8\pi}{(2\pi\hbar)^3} \int_0^{k_F} (k^2 + m_n^2)^{1/2} k^2 dk = 3\rho_{\text{кр}} \int_0^{k_F/m_n} (u^2 + 1)^{1/2} u^2 du, \quad (11.4.1)$$

$$p = \frac{8\pi}{3(2\pi\hbar)^3} \int_0^{k_F} \frac{k^2}{(k^2 + m_n^2)^{1/2}} k^2 dk = \rho_{\text{кр}} \int_0^{k_F/m_n} (u^2 + 1)^{-1/2} u^4 du, \quad (11.4.2)$$

где теперь (в единицах СГС)

$$\rho_{\text{кр}} \equiv \frac{8\pi m_n^4 c^3}{3(2\pi\hbar)^3} = 6,11 \cdot 10^{15} \text{ г/см}^3. \quad (11.4.3)$$

Исключая k_F/m_n из уравнений (11.4.1) и (11.4.2), получаем уравнение состояния в виде

$$\frac{p}{\rho_{\text{кр}}} = F\left(\frac{\rho}{\rho_{\text{кр}}}\right), \quad (11.4.4)$$

где F — определенная трансцендентная функция. Структура нейтронной звезды с заданной центральной плотностью $\rho(0)$ вычисляется с помощью уравнения (11.1.13), в котором p следует рассматривать как заданную с помощью (11.4.4) функцию ρ . Так как единственными размерными величинами являются $\rho(0)$, $\rho_{\text{кр}}$ и G , решение должно давать массу и радиус в виде следующих функций от $\rho(0)$:

$$M = M_0 f\left(\frac{\rho(0)}{\rho_{\text{кр}}}\right), \quad (11.4.5)$$

$$R = R_0 g\left(\frac{\rho(0)}{\rho_{\text{кр}}}\right), \quad (11.4.6)$$

куда следует подставить (в единицах СГС)

$$R_0 \equiv c(8\pi G \rho_{\text{кр}})^{-1/2} = 3,0 \text{ км}, \quad (11.4.7)$$

$$M_0 \equiv \frac{c^2 R_0}{G} = 2,0 M_{\odot}, \quad (11.4.8)$$

а f и g здесь — неизвестные безразмерные функции. Как и в случае белых карликов, эту задачу удастся решить аналитически только для очень больших и очень малых центральных плотностей.

Для $\rho(0) \ll \rho_{\text{кр}}$ можно использовать аналогию с белыми карликами, которые уже обсуждались выше, и сделать вывод из

выражений (11.3.46) и (11.3.47), что масса и радиус рассматриваемых нейтронных звезд равны

$$M = \frac{1}{2} \left(\frac{3\pi}{8} \right)^{1/2} (2,71406) \left(\frac{\hbar^{3/2}}{m_n^2 G^{3/2}} \right) \left(\frac{\rho(0)}{\rho_{\text{кр}}} \right)^{1/2} = \\ = \frac{1}{2} (2,71406) M_0 \left(\frac{\rho(0)}{\rho_{\text{кр}}} \right)^{1/2}, \quad (11.4.9)$$

$$R = \left(\frac{3\pi}{8} \right)^{1/2} (3,65375) \left(\frac{\hbar^{3/2}}{m_n^2 G^{1/2}} \right) \left(\frac{\rho_{\text{кр}}}{\rho(0)} \right)^{1/6} = \\ = (3,65375) R_0 \left(\frac{\rho_{\text{кр}}}{\rho(0)} \right)^{1/6}, \quad (11.4.10)$$

где $\rho_{\text{кр}}$ теперь дается выражением (11.4.3).

Для $\rho(0) \gg \rho_{\text{кр}}$ нейтроны, находящиеся вблизи центра звезды, имеют $k_F \gg m_n$, так что выражения (11.4.1) и (11.4.2) приводят к формулам

$$\rho = \frac{3\rho_{\text{кр}}}{4} \left(\frac{k_F}{m_n} \right)^5, \quad p = \frac{\rho_{\text{кр}}}{4} \left(\frac{k_F}{m_n} \right)^5$$

и, следовательно,

$$p = \frac{\rho}{3}, \quad (11.4.11)$$

как и следовало ожидать для газа крайние релятивистских частиц. Используя это уравнение состояния в основном дифференциальном уравнении (11.1.13), получаем

$$-r^2 \rho'(r) = 4G\mathcal{M}(r) \rho(r) \left[1 + \frac{4\pi r^3 \rho(r)}{3\mathcal{M}(r)} \right] \left[1 - \frac{2G\mathcal{M}(r)}{r} \right]^{-1}. \quad (11.4.12)$$

Удивительно, что в этом случае можно найти *точное* решение этого уравнения [16]:

$$\rho(r) = \frac{3}{56\pi G r^2}, \quad (11.4.13)$$

соответствующее пределу $\rho(0) \rightarrow \infty$. Однако даже в этом пределе бесконечной центральной плотности это $\rho(r)$ оказывается ниже ρ_0 при радиусе r порядка R_0 , так что уравнение состояния (11.4.11) оказывается несправедливым для внешних слоев *любой* нейтронной звезды. Чтобы рассмотреть оболочку из нерелятивистских нейтронов, необходимо решить полное уравнение (11.1.13), используя уравнение состояния (11.4.4); условие бесконечной центральной плотности при $r \ll R_0$ накладывает выражение (11.4.13). Мы не будем заниматься этим здесь; важным для нас следствием является лишь то, что решение имеет конечный радиус R , при котором ρ исчезает, и масса M , находящаяся внутри этого радиуса, конечна, поскольку сингулярность в выражении (11.4.13) при $r = 0$ интегрируемая. Таким образом, масса



запретить β -распад нейтронов. Чтобы получить представление о химическом составе нейтронной звезды, рассмотрим равновесие между нейтронами, протонами и электронами. Плотность энергии и плотность числа частиц каждого из трех таких ферми-газов даются (для $i = n, p, e$) формулами

$$\rho_i = \frac{8\pi}{(2\pi\hbar)^3} \int_0^{k_{F,i}} \sqrt{k^2 + m_i^2} k^2 dk, \quad (11.4.18)$$

$$n_i = \frac{8\pi}{(2\pi\hbar)^3} \int_0^{k_{F,i}} k^2 dk = \frac{k_{F,i}^3}{3\pi^2\hbar^3}. \quad (11.4.19)$$

В любой данной точке звезды реакции $n \rightarrow p + e + \bar{\nu}$ и $p + e \rightarrow n + \nu$ могут приводить к превращению нейтронов в протоны и наоборот (нейтрино при этом покидают звезду). В этих реакциях сохраняется плотность полного числа барионов

$$n_n + n_p = n_B \quad (\text{фиксировано}), \quad (11.4.20)$$

и система остается все время электрически нейтральной:

$$n_p - n_e = 0. \quad (11.4.21)$$

Но когда n_B сохраняется, плотность полной энергии может выражаться только через величину n_n , т. е.

$$\begin{aligned} \rho \equiv \rho_n + \rho_e + \rho_p = 3C^{-3} \left\{ \int_0^{Cn_n^{1/3}} \sqrt{k^2 + m_n^2} k^2 dk + \right. \\ \left. + \int_0^{C[n_B - n_n]^{1/3}} \sqrt{k^2 + m_p^2} k^2 dk + \right. \\ \left. + \int_0^{C[n_B - n_n]^{1/3}} \sqrt{k^2 + m_e^2} k^2 dk \right\}, \quad (11.4.22) \end{aligned}$$

где

$$C \equiv (3\pi^2\hbar^3)^{1/3}.$$

Когда эта функция имеет минимум, достигается химическое равновесие. Условие равновесия имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{d\rho}{dn_n} = (C^2 n_n^{2/3} + m_n^2)^{1/2} - (C^2 [n_B - n_n]^{2/3} + m_p^2)^{1/2} - \\ - (C^2 [n_B - n_n]^{2/3} + m_e^2)^{1/2} = 0. \end{aligned}$$

Можно разрешить это уравнение относительно величины $n_p = n_B - n_n$ как функции от n_n

$$\frac{n_p}{n_n} = \frac{1}{8} \left\{ \frac{1 + \frac{2(m_n^2 - m_p^2 - m_e^2)}{C^2 n_n^{2/3}}}{1 + \frac{m_n^2}{C^2 n_n^{2/3}}} + \frac{(m_n^2 - m_p^2)^2 - 2m_e^2(m_n^2 + m_p^2) + m_e^4}{C^4 n_n^{4/3} \left(1 + \frac{m_n^2}{C^2 n_n^{2/3}}\right)} \right\}^{3/2}.$$

Разность масс нуклонов $Q \equiv m_n - m_p$ и масса электрона m_e сравнимы по величине и много меньше m_n , а потому этот результат можно записать гораздо проще:

$$\frac{n_p}{n_n} = \frac{1}{8} \left\{ \frac{1 + \frac{4Q}{m_n} \left(\frac{\rho_{кр}}{m_n n_n}\right)^{2/3} + \frac{4(Q^2 - m_e^2)}{m_n^2} \left(\frac{\rho_{кр}}{m_n n_n}\right)^{4/3}}{1 + \left(\frac{\rho_{кр}}{m_n n_n}\right)^{2/3}} \right\}^{3/2}, \quad (11.4.23)$$

где $\rho_{кр} = m_n^4/C^3$ — критическая плотность, определенная выше выражением (11.4.3).

Условие, при котором нейтроны стабильны относительно β -распада, требует, чтобы фермиевское море электронов было заполнено вплоть до импульса, который превышает максимальный импульс $k_{макс}$ электрона, испускаемого в β -распаде нейтрона:

$$k_{F,e} > k_{макс}, \quad (11.4.24)$$

где

$$k_{макс} = \frac{[(m_n^2 - m_p^2)^2 - 2m_e^2(m_n^2 + m_p^2) + m_e^4]^{1/2}}{2m_n} \approx [Q^2 - m_e^2]^{1/2} = 1,19 \text{ МэВ}. \quad (11.4.25)$$

Импульс Ферми определяется с помощью соотношений (11.4.19) и (11.4.24):

$$k_{F,e}^2 = C^2 n_e^{1/3} = C^2 n_p^{2/3} = m_n^2 \left(\frac{m_n n_n}{\rho_{кр}}\right)^{2/3} \left(\frac{n_p}{n_n}\right)^{2/3} = \left\{ \frac{\frac{m_n^2}{4} \left(\frac{m_n n_n}{\rho_{кр}}\right)^{4/3} + Q m_n \left(\frac{m_n n_n}{\rho_{кр}}\right)^{2/3} + Q^2 - m_e^2}{\left(\frac{m_n n_n}{\rho_{кр}}\right)^{2/3} + 1} \right\}. \quad (11.4.26)$$

Он имеет наименьшее значение при $n_n = 0$, когда $k_{F,e}$ в точности равно значению $k_{макс}$. Поэтому условие стабильности нейтрона относительно β -распада (11.4.24) действительно выполняется для любой положительной плотности нейтронов.

Отношение плотностей нейтронов и протонов (11.4.23) велико и падает при очень малых нейтронных плотностях, достигая минимума при $n_n m_n$, равной переходной плотности

$$\rho_T \approx \rho_{кр} \left[\frac{4(Q^2 - m_e^2)}{m_n^2} \right]^{3/4} = 1,28 \cdot 10^{-4} \rho_{кр}, \quad (11.4.27)$$

где

$$\left(\frac{n_p}{n_n} \right)_{\min} \approx \left(\frac{Q + \frac{1}{2}(Q^2 - m_e^2)^{1/2}}{m_n} \right)^{3/2} = 0,002, \quad (11.4.28)$$

а затем возрастает монотонно, достигая значения $1/8$ для $n_n m_n \gg \gg \rho_{кр}$. Звезды, имеющие центральную плотность, несколько меньшую, чем переходная (11.4.27), в действительности вообще не являются нейтронными звездами, а соответствуют ветви равновесных решений для крайне плотных белых карликов, и, следовательно, не стабильны (§ 3 гл. 11). Таким образом, мы ожидаем, что должна быть некоторая минимальная центральная плотность порядка ρ_T и некоторая минимальная масса порядка $3M_\odot (\rho_T/\rho_{кр})^{1/2} \approx \approx 0,03M_\odot$ [см. выражение (11.4.9)], ниже которых стабильных нейтронных звезд не может быть. Подробные вычисления [1] показывают, что минимальная масса нейтронной звезды в действительности равна примерно $0,2M_\odot$.

Эффект малой примеси водорода в нейтронной звезде оказывается более интересным фактом, чем это может показаться на первый взгляд. Дело в том, что заполнение протонных и электронных энергетических уровней, так же как и нейтронных, будет препятствовать распадам не только нейтронов, но и других частиц, которые в обычном состоянии нестабильны. Например, μ^- -мезон становится стабильным, когда $k_{F,e} > 53$ МэВ, поскольку в этом случае принцип Паули запрещает рождение электронов в процессах распада $\mu^- \rightarrow e^- + \nu + \bar{\nu}$. Согласно (11.4.26), это происходит тогда, когда плотность $\rho \approx m_n n_n$ достигает значения $0,038\rho_{кр}$ при $n_p = 0,005n_n$. Если плотность достигает значения $0,107\rho_{кр}$ при $n_p = 0,013n_n$, то импульс Ферми электронов становится равным массе μ -мезона 105 МэВ, и электронам, находящимся вблизи уровня Ферми, становится энергетически выгодно превращаться (скажем, при столкновении) в μ^- -мезоны и в покидающие звезду пары нейтрино — антинейтрино. Таким образом, нейтронные звезды даже с умеренными значениями масс будут содержать примесь μ^- -мезонов точно так же, как и примесь водорода. По тем же причинам можно ожидать, что гипероны и различные возбужденные состояния нуклонов и гиперонов также будут стабильны и представлены в малых количествах.

Тогда возникает интересный принципиальный вопрос. Например, знаменитый 33-резонанс в пион-нуклонном рассеянии может

рассматриваться либо как проявление пион-нуклонных сил, либо как частица, Δ -барион, с массой, равной 1236 МэВ, и очень коротким временем жизни, равным $5,5 \cdot 10^{-20}$ с. Должны ли мы включать Δ -барион в модель идеального газа для нейтронной звезды? С обычной точки зрения казалось бы, что не должны, но при достаточно высоких плотностях нуклонов принцип Паули будет запрещать распады $\Delta \rightarrow N + \pi$, $\Delta \rightarrow N + \gamma$ и т. д., а энергетические соображения будут благоприятствовать процессу превращения некоторых нейтронов и протонов в Δ -барион. Конечно, может оказаться и так, что сильные взаимодействия нуклонов просто исключают любую модель идеального газа для плотной нейтронной звезды, но не исключено, что эффекты этих взаимодействий можно будет учесть, рассматривая нейтронную звезду как идеальный газ, состоящий из нейтронов, протонов, электронов, μ -мезонов, гиперонов и нуклонных и гиперонных резонансов (§ 11 гл. 15).

В любом случае ясно, что расчеты Оппенгеймера — Волкова, в которых нейтронная звезда рассматривается как чистый идеальный газ нейтронов, должны приниматься с большой осторожностью, когда $\rho(0)$ сравнимо или больше $\rho_{\text{кр}}$. Простое включение протонов и электронов наравне с нейтронами в модель идеального газа само по себе не оказывает серьезного влияния на структуру нейтронной звезды [1], однако ядерные силы могут играть при этом важную роль. Например, многие подробные вычисления дают максимальные значения стабильной массы, равные $0,37M_{\odot}$ [17—19], $1,95M_{\odot}$ [20] и $2,4M_{\odot}$ [21]. Даже эти модели все еще весьма далеки от действительности; предполагается, что реальная нейтронная звезда имеет кристаллическую кору [22], сверхтекучую внутренность [23], мощные магнитные поля [24]¹⁾ и часто очень большую скорость вращения [25, 26].

Открытие [27] в 1967 г. «пульсаров» — звезд, испускающих излучение с различными длинами волн в виде периодических импульсов, разделенных интервалами от нескольких секунд до 0,033 с — наталкивает на мысль, что надо оценить возможные периоды вращений и вибраций нейтронных звезд и белых карликов. Выражения (11.3.37) и (11.3.38) показывают, что для всех γ , исключая $6/5$, $4/3$ и 1, максимальная частота вращения и основная частота колебаний любой ньютоновской политропы имеют порядок $\sqrt{GM/R^3}$. Вероятно, этот результат справедлив в пределах одного порядка величины для любой стабильной нейтронной звезды; в этом случае характеристическая частота принимает самое большое значение, когда M и R определяются выражениями (11.4.15) и (11.4.16), и равна

$$\left(\frac{GM_m}{R_m^3}\right)^{1/2} = 10^4 \text{ с}^{-1}. \quad (11.4.29)$$

¹⁾ Другие ссылки см. в работе [21].

Это значительно больше, чем наблюдаемая частота излучения любого пульсара. В настоящее время полагают, что пульсары — это вращающиеся нейтронные звезды [28], существование которых начинается с частотами вращений, близкими к максимальной, порядка 10^4 с⁻¹, но впоследствии их вращение замедляется из-за потерь энергии на гравитационное или электромагнитное излучения и на электромагнитное ускорение заряженных частиц. (Чтобы объяснить существование этого излучения, а также периодических импульсов, необходимо предположить, что звезда не обладает круговой симметрией относительно оси вращения, как было бы в случае, если бы ее магнитные полюсы не совпадали с полюсами вращения.) В пользу такой интерпретации говорит наблюдение нескольких замедляющихся пульсаров (см. обзор [29]).

Белый карлик с такой же массой, как нейтронная звезда, будет иметь радиус, больший в $m_n/\mu m_e \approx 900$ раз, так что его основная частота колебаний и максимальная частота вращения будут меньше, чем у нейтронной звезды, в $3 \cdot 10^5$ раз. При M , близких к $M_{\text{макс}}$, это дает характеристическую частоту, меньшую чем (11.4.29) в $3 \cdot 10^5$ раз, что составляет примерно $0,3$ с⁻¹. Это ниже того, что наблюдается для периодов излучения импульсов большинства пульсаров. Вероятно, пульсары — это нейтронные звезды, а не белые карлики.

§ 5. Сверхмассивные звезды

Теперь мы рассмотрим звезды другого вида [30, 31], которые общая теория относительности описывает совершенно иным образом. Представим себе ньютоновскую звезду, которая существует за счет давления излучения, а не вещества. Условия, при которых это возможно, будут разобраны в дальнейшем. Предположим также, что звезда находится в состоянии конвекционного равновесия § 1 гл. 11) и имеет однородный химический состав. Плотность энергии излучения равна $e = 3p$, а потому эта звезда будет политропой с $\gamma = 4/3$, т. е.

$$p = K\rho^{4/3}. \quad (11.5.1)$$

Давление излучения задается законом Стефана — Больцмана

$$p_{\text{изл}} = \frac{\pi^2 (kT)^4}{45\hbar^3}, \quad (11.5.2)$$

так что при $p \approx p_{\text{изл}}$ температура определяется следующим образом:

$$kT = \left(\frac{45\hbar^3 K}{\pi^2} \right)^{1/4} \rho^{1/3}. \quad (11.5.3)$$