

неустойчивости термоядерного горения и вспышки новой. Из эмпирической зависимости на рис. 106 на этих звездах должны происходить наиболее мощные и наиболее редкие вспышки новых звезд. Возможно, имеет смысл сделать поиск катаклизмических явлений в остатках вспышек наиболее ярких новых Лебеда 1975, Кормы 1942, Лебеда 1920.

## § 40. Нейтронные звезды

Предположение о возможности существования нейтронных звезд было высказано Л.Д. Ландау в 1932 г., вскоре после открытия нейтрона (см. воспоминания [551]). Современное представление о нейтронной звезде, как об объекте, образование которого сопровождается взрывом сверхновой при гравитационном коллапсе с выделением гигантской энергии, основано на идее В. Бааде и Ф. Цвикки, опубликованной в 1934 г. [258]. Открытие пульсаров, рентгеновских источников, их связь с остатками сверхновых убедительно подтвердили справедливость этого предсказания.

Первая модель нейтронной звезды была построена Оппенгеймером и Волковым [517]. Ими использовалось уравнение состояния идеального вырожденного нейтронного газа, которое следует из (2.22), (2.23), если заменить  $m_e$  на  $m_n$  и вместо  $u$  использовать  $u_n$  из (4.10):

$$E_n = \frac{6,860 \cdot 10^{35}}{\rho_0} g(y_n), \quad P_n = 6,860 \cdot 10^{35} f(y_n). \quad (40.1)$$

Изучение столь компактных объектов, как нейтронные звезды, необходимо проводить в рамках ОТО. Параметром релятивизма в теории тяготения является отношение гравитационного радиуса  $R_g$  к радиусу звезды [143]:

$$R_g = \frac{2GM}{c^2} \approx 2,95 \cdot 10^5 \frac{M}{M_\odot} \text{ см.} \quad (40.2)$$

Для белого карлика из  ${}^{56}\text{Fe}$  в точке потери устойчивости из-за нейтронизации, согласно (39.9), (39.11), (40.2), отношение  $R_g/R \approx 1,00 \cdot 10^{-3}$ . Для нейтронных звезд  $R_g/R > 0,1$  (см. [267] и рис. 103) и ОТО обычно учитывается точно. В целом ОТО значительно сложнее ньютоновской теории тяготения, но для сферически-симметричных звезд полученные в [517] уравнения равновесия немногим сложнее ньютоновских (22.1), (22.2):

$$\frac{dP}{dr} = - \frac{G(\rho + P/c^2)(m + 4\pi r^3 P/c^2)}{r^2(1 - 2Gm/rc^2)}, \quad (40.3)$$

$$\frac{dm}{dr} = 4\pi r^2 \rho. \quad (40.4)$$

В отличие от (22.1), (22.2), где  $\rho$ , ввиду того что  $E \ll \rho_0 c^2$ , принималось равным плотности массы покоя  $\rho_0$ , в (40.3), (40.4) стоит

$$\rho = \rho_0 \left( 1 + \frac{E}{c^2} \right). \quad (40.5)$$

Наряду с полной массой звезды  $M = m(R)$  в (40.3), (40.4), определяющей гравитационное поле, в ОТО отдельно рассматривают массу покоя  $M_0$ , которая для сферически-симметричной нейтронной звезды запишется в виде

$$m_0 = 4\pi \int_0^r \frac{\rho_0 r'^2 dr'}{(1 - 2Gm'/r'c^2)^{1/2}}, \quad M_0 = m_0(R), \quad N_b = \frac{M_0}{m_n}, \quad (40.6)$$

где  $N_b$  — полное число барионов в нейтронной звезде. В  $M$  учтены положительный вклад веса энергии и отрицательная гравитационная энергия. Для устойчивых звезд обычно  $M < M_0$ , но у нейтронных звезд с массой вблизи минимальной (рис. 103) имеет место обратное неравенство [110, 9].

а) Холодные нейтронные звезды. Идеальный газ является плохим приближением для уравнения состояния нейтронного газа, где при плотностях выше ядерной определяющую роль играют взаимодействия и правильнее говорить о нейтронной жидкости, а не о газе (см. § 4, п. в). Модели холодных нейтронных звезд получают, как правило, из решения уравнений (40.3) — (40.4) для равновесного вещества. Зависимость  $M(\rho_c)$  для уравнения состояния из табл. 7–9 и других моделей ядерного взаимодействия даны на рис. 108 [479]. Свойства различных моделей в максимумах массы даны в табл. 50 [479]. Вещество нейтронной звезды имеет большое разнообразие свойств, связанное с переменным химическим составом, изменяющимся агрегатным состоянием, возможной сверхтекучестью нуклонов и сверхпроводимостью протонов. В оболочке возможны отклонения от равновесного состава (§ 4, пп. д, е).

Нейтронная звезда с равновесным составом состоит из следующих слоев [227, т. 2], (см. также § 4, пп. а–в):

1. Поверхность ( $\rho \leq 10^6$  г · см<sup>-3</sup>). В этой области температура и магнитное поле могут влиять на уравнение состояния и структуру оболочки, равновесный состав есть железо <sup>56</sup>Fe.

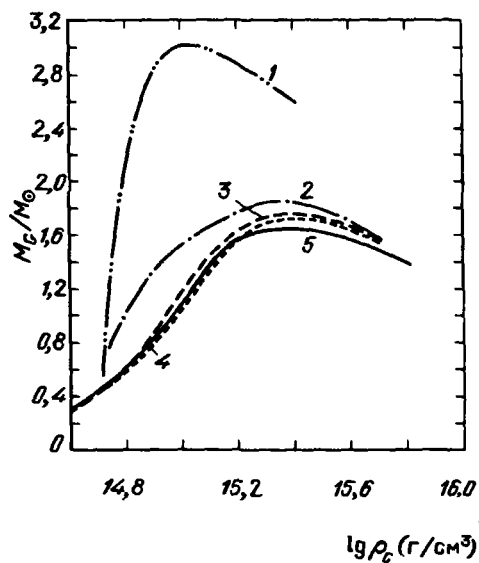


Рис. 108. Зависимость полной массы  $M_G$  нейтронной звезды от центральной плотности массы покоя  $\rho_c$

для различных моделей ядерного взаимодействия [275]: штрих с двумя точками (1) — предельно жесткое уравнение состояния  $P = P^* + (\epsilon - \epsilon^*)$ , которое сшивается при  $\rho_0 = 5,02 \cdot 10^{14}$  г/см<sup>3</sup> с совпадающими при этой плотности моделями (3), (5) (из [479]); штрих с точкой (2) — модель, основанная на потенциале Рейда, одинаковом для всех барионов; длинные штрихи (3) — модель взаимодействия нуклонов с учетом экспериментальных данных по образованию  $\omega$ -мезона при высоких энергиях; короткие штрихи (4) — то же, что (2), но с более реалистичным потенциалом для (np)-взаимодействия; сплошная (5) — то же, что (3), но с учетом рождения гиперонов (табл. 9)

Свойства нейтронных звезд в максимуме массы для различных ядерных моделей

№ по рис. 108	$\frac{M}{M_{\odot}}$	$\frac{M_0}{M_{\odot}}$	$\rho_{\text{ср}}, \text{г} \cdot \text{см}^{-3}$	$P_{\text{ср}}, \text{дин} \cdot \text{см}^{-3}$	$R, \text{км}$	$\frac{M_0 - M}{M_{\odot}}$
2	1,85	2,15	2,28 (15)	1,26 (36)	9,73	0,294
4	1,73	2,02	2,69 (15)	1,58 (36)	8,88	0,292
3	1,76	2,06	2,49 (15)	1,33 (36)	9,18	0,301
5	1,65	1,91	2,47 (15)	1,00 (36)	9,38	0,256
1	3,02	3,92	1,13 (15)	1,00 (36)	12,9	0,901

2. Внешняя кора ( $10^6 \leq \rho \leq 4,3 \cdot 10^{11} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ ) – область существования кулоновского кристалла из ядер, где отношение  $A/Z$  увеличивается с ростом  $\rho$  (табл. 7).

3. Внутренняя кора ( $4,3 \cdot 10^{11} \leq \rho \leq (2-2,4) \cdot 10^{14} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ ) – область существования кристаллической решетки ядер вблизи границы испарения нейтронов совместно со свободными нейтронами, которые могут быть сверхтекучими.

4. Нейтронная жидкость ( $(2-2,4) \cdot 10^{14} < \rho < \rho_{\text{core}}$ ). Здесь существуют сверхтекучие нейтроны и протоны и нормальные электроны.

5. Область ядра ( $\rho > \rho_{\text{core}}$ ) – гипотетическая область, где возможна пионная конденсация, твердое нейтронное вещество, рождение кварков или какая-либо другая экзотическая фаза, отличающаяся от нейтронной жидкости. Значение  $\rho_{\text{core}} \geq 6 \cdot 10^{14} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ .

Масса нейтронной звезды с наилучшей точностью измерена в двойном пульсаре PSR 1913 + 16, имеющем орбитальный период  $P = 7,75$  часа и эксцентриситет орбиты  $e = 0,617$  [153]. Релятивистские эффекты для эллиптической орбиты приводят к движению линии апсид, или большой оси орбиты, так что  $\omega = 4,2$  град/год, и уменьшению орбитального периода за счет излучения гравитационных волн, так что  $\dot{P} = -2,3 \cdot 10^{-12}$ , согласно наблюдениям. По доплеровским смещениям периода пульсара  $P_p = 0,059$  с определяется амплитуда скорости движения нейтронной звезды по орбите  $v_p$  и функция масс  $f$

$$f(M_p, M_2, i) = \frac{P_p v_p^3}{2\pi G} = \frac{(M_2 \sin i)^3}{(M_p + M_2)^2} \approx 0,1312 GM_{\odot}. \quad (40.7)$$

Известные значения  $\dot{P}$ ,  $\omega$  и  $f$  позволяют однозначно определить  $M_p \approx M_2 \approx 1,41 \pm 0,06 M_{\odot}$  и угол между нормалью к плоскости орбиты и направлением на наблюдателя  $i \approx 46^\circ$  [605]. Величина  $M_p$  меньше предельной массы нейтронной звезды для любого уравнения состояния из табл. 50. Определение масс нейтронных звезд в двойных рентгеновских источниках и в рентгеновских барстерах сделано с ошибкой более чем в шесть раз большей, чем у PSR 1913 + 16 (см. [227, т. 2]).

Вращение увеличивает максимальную массу нейтронной звезды, а для той же массы уменьшает центральную плотность и увеличивает радиус. Для нейтронных звезд с уравнением состояния (2) из рис. 108, вращающихся

ся однородно с предельной скоростью, при которой начинается истечение с экватора, максимум массы соответствует следующим параметрам [366]:  $\Omega = 1,11 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$ ,  $M = 2,16 M_{\odot}$ ,  $M_0 = 2,47 M_{\odot}$ ,  $R_e = 13,0 \text{ км}$  (экватор),  $T/|W| = 0,11$ ,  $T$  – вращательная,  $W$  – гравитационная энергия. Для большинства рассмотренных в [366] уравнений состояния при однородном вращении величина  $T/|W|$  не превышает 0,12, что указывает на устойчивость относительно превращения в трехосную фигуру. Построение точных моделей вращающихся звезд в ОТО, проведенное в [366], является задачей существенно более сложной, чем в ньютоновской теории (см. § 23). Максимальная масса нейтронной звезды при однородном вращении для всех уравнений состояния в [366] не превышает соответствующее значение для невращающейся звезды более чем на 20%.

б) **Горячие нейтронные звезды.** При образовании нейтронной звезды в результате коллапса в ней достигаются гигантские температуры  $10^{11}$ – $10^{12}$  К. Предельная масса горячей звезды выше, чем у холодной, и растет с ростом температуры. Модели горячих нейтронных звезд и исследование их устойчивости проведено в [28] с помощью решения уравнений (40.3), (40.4) и критерия устойчивости

$$I = \delta^2 \epsilon \left[ 4\pi a^2 \exp \left( - \int_0^R \frac{\tilde{E}n + P}{1 - 2Gm/c^2 r} \frac{4\pi Gr}{c^4} dr \right) \right] =$$

$$= \int_0^R \exp \left( \int_0^r \frac{\tilde{E}n + P}{1 - 2Gm/c^2 r} \frac{4\pi Gr}{c^4} dr \right) \left\{ \gamma Pr^2 \left[ 3 - \frac{Gm}{c^2 r} \frac{1 + 4\pi r^3 P/mc^2}{1 - 2Gm/c^2 r} \right]^2 - \frac{(P + \tilde{E}n)(1 + 4\pi r^3 P/mc^2)^2}{1 - 2Gm/c^2 r} \times \right.$$

$$\left. \times \left( \frac{Gm}{c^2 r} \right)^2 r^2 - 4 \frac{En + P}{1 - 2Gm/c^2 r} \left( 1 + \frac{1}{2} \frac{4\pi r^3 P}{mc^2} \right) \frac{Gm}{c^2 r} r^2 \right\} dr > 0. \quad (40.8)$$

Здесь в  $\tilde{E}n$  включена плотность энергии покоя  $\rho_0 c^2$  (\*). Критерий (40.8) следует из (43.10) и общего выражения для  $\delta^2 \epsilon$  сферически-симметричных звезд в ОТО (43.11) при подстановке в него линейной пробной функции  $\delta r = \alpha r$ . В ньютоновском пределе  $\tilde{E}n = \rho_0 c^2$ ,  $P \ll \tilde{E}n$ ,  $c \rightarrow \infty$  из (40.8) следует условие устойчивости  $\gamma > 4/3$ . В постньютоновском приближении с учетом членов  $\sim P/\rho_0 c^2$ ,  $(\tilde{E}n/\rho_0 c^2 - 1)$  и членов  $\sim G^2$  при распределении плотности по политропе  $n = 3$  из (40.8) следует условие устойчивости (34.19). Для кривой Оппенгеймера–Волкова [517] критерий (40.8) дает потерю устойчивости при плотности, отличие которой от плотности максимума массы  $\Delta \rho \lesssim 10^{-5} \rho$ , что указывает на его хорошую точность.

В уравнении состояния при расчетах учитывались невырожденные протоны  $p$ , нейтроны  $n$  и ядра железа  ${}^{56}\text{Fe}$ , находящиеся в ядерном равновесии друг относительно друга по (3.3), (1.2). Нейтрино предполагалось свободно улетающим с  $\mu_\nu = 0$  в (3.5). Учитывалось излучение (1.2) и  $e^+e^-$ -пары в ультррелятивистском приближении (2.56). Энтропия предполагалась

\*)  $\tilde{E}$  – энергия на барион,  $n$  – концентрация барионов.

постоянной по звезде. Ядерное взаимодействие учитывалось в модели предельно жесткого уравнения состояния [103] с коэффициентом из работы [438]

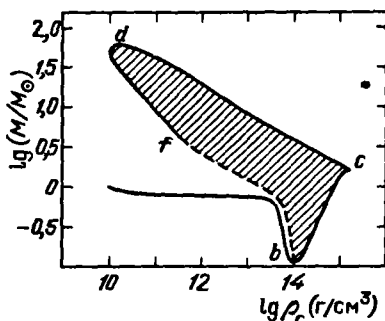
$$P_{ni} = E_{ni} \rho_0 = 6\pi \frac{\hbar^3}{m_p^4 c} \rho_0^2. \quad (40.9)$$

Интегрирование системы (40.3), (40.4) проводилось методом Рунге-Кутта. Для сохранения энтропии вдоль звезды температура на последующем шагу  $T_n$  выражалась через  $T_{n-1}$  и плотности  $\rho_n$  и  $\rho_{n-1}$ :

$$T_n = T_{n-1} \left( \frac{\rho_n}{\rho_{n-1}} \right)^{\gamma_3} \quad (40.10)$$

с  $\gamma_3$  из (1.13). Это обеспечило постоянство  $S$  с погрешностью в пределах 2%. Вычислялась также масса покоя звезды  $M_0 = m_0(R)$  по формуле

Рис. 109. Равновесные устойчивые конфигурации на плоскости масса  $M$  — центральная плотность массы покоя  $\rho_c$  сверхплотных изэнтропических звезд (заштриховано). Кривая вторых максимумов  $cd$  и часть кривой максимумов  $df$  построена по данным таблицы 51,  $fb$  — приближенная интерполяция. Кривая для холодных нейтронных звезд взята из [438] (из [28])



(40.6). Результаты расчетов представлены на рис. 109 и табл. 51 из [28]. Модели холодных нейтронных звезд с уравнением состояния (40.9) рассчитывались в [438], где получено  $M_{\max} = 1.60 M_\odot$ ,  $M_{0, \max} = 1.71 M_\odot$ .

С ростом энтропии звезды кривые  $M_S(\rho_c)$  располагаются одна над другой, причем минимум сближается со вторым максимумом, пока не произойдет их слияние в точке  $(\rho_{cc}, M_{cc})$  при  $S = S_{cc}$ . Эта точка соответствует предельной массе "нейтронной звезды"\*) так как при  $S > S_{cc}$  минимум и второй максимум отсутствуют, после первого максимума кривая  $M(\rho_c)$  монотонно падает и устойчивые состояния не возникают. Максимум массы горячей "нейтронной" звезды ближе всего к модели 17 из табл. 51 с параметрами

$$\begin{aligned} \rho_{cc} &= 1,5 \cdot 10^{10} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}, \quad T_{cc} = 7,2 \cdot 10^{10} \text{ К}, \quad M_{cc} = 68,7 M_\odot, \\ M_{0, cc} &= 68,9 M_\odot. \end{aligned} \quad (40.11)$$

В центре всех моделей из табл. 51 железо отсутствует, а  $x_{n,c}$  меняется от 0,794 у модели № 1 до 0,553 у модели № 21, соответственно  $x_{p,c}$  меняется от 0,206 до 0,467.

\*) Звезды вблизи точки слияния состоят из примерно равного числа нейтронов и протонов и нейтронами называются условно ввиду их топологической связи с холодными нейтронами звездами на рис. 109.

## Параметры равновесных горячих нейтронных звезд [28]

Параметр	Модели				
	1	2	3	4	5
$\rho_c, \text{г} \cdot \text{см}^{-3}$	2,93 (14)	2,93 (14)	4,40 (13)	4,40 (13)	1,47 (13)
$T_c, \text{K}$	9,31 (11)	9,65 (11)	6,23 (11)	6,52 (11)	4,80 (11)
$S/S_0$	4,82	4,99	7,12	7,47	8,54
$\gamma_{1c}$	1,60	1,59	1,49	1,48	1,46
$M/M_\odot$	2,91	3,03	5,68	6,18	8,49
$M_0/M_\odot$	2,97	3,09	5,75	6,24	8,57
$R, \text{км}$	38,6	40,2	120,7	103	215
$I/\epsilon_0$	7,7 (-5)	-5,2 (-6)	4,6 (-5)	-9,0 (-5)	2,0 (-5)
$\tilde{n}_{e,c}$	0,226	0,239	0,331	0,358	0,399

Параметр	Модели				
	6	7	8	9	10
$\rho_c, \text{г} \cdot \text{см}^{-3}$	1,47 (13)	2,93 (12)	2,93 (12)	2,93 (11)	2,93 (11)
$T_c, \text{K}$	4,86 (11)	3,20 (11)	3,26 (11)	7,89 (10)	1,48 (11)
$S/S_0$	8,66	10,8	11,0	7,62	11,9
$\gamma_{1c}$	1,45	1,43	1,43	1,52	1,43
$M/M_\odot$	8,72	15,0	15,8	4,76	19,5
$M_0/M_\odot$	8,80	15,1	15,9	4,78	19,6
$R, \text{км}$	193	408	364	1070	1090
$I/\epsilon_0$	-2,1 (-5)	1,3 (-5)	-4,1 (-5)	1,0 (-6)	3,1 (-4)
$\tilde{n}_{e,c}$	0,407	0,508	0,525	0,184	0,512

Параметр	Модели					
	11	12	13	14	15	16
$\rho_c, \text{г} \cdot \text{см}^{-3}$	2,93 (11)	2,93 (10)	2,93 (10)	2,93 (10)	1,47 (10)	1,47 (10)
$T_c, \text{K}$	1,75 (11)	6,61 (10)	8,60 (10)	9,13 (10)	6,02 (10)	6,82 (10)
$S/S_0$	14,5	12,6	16,9	18,4	14,8	17,3
$\gamma_{1c}$	1,40	1,43	1,39	1,39	1,41	1,39
$M/M_\odot$	33,2	22,2	51,6	64,8	35,7	54,8
$M_0/M_\odot$	33,4	22,3	51,7	65,0	35,8	55,0
$R, \text{км}$	1250	3070	4820	3550	3910	4190
$I/\epsilon_0$	1,4 (-5)	6,0 (-6)	2,0 (-4)	1,4 (-5)	1,5 (-5)	1,1 (-4)
$\tilde{n}_{e,c}$	0,705	0,491	0,807	0,918	0,636	0,812

Параметр	Модели				
	17	18	19	20	21
$\rho_c, \text{г} \cdot \text{см}^{-3}$	1,47 (10)	8,8 (9)	8,8 (9)	5,9 (9)	5,9 (9)
$T_c, \text{К}$	7,23 (10)	5,93 (10)	5,98 (10)	4,74 (10)	5,17 (10)
$S/S_0$	18,7	18,3	18,5	16,5	18,4
$\gamma_{1c}$	1,39	1,39	1,39	1,40	1,39
$M/M_0$	68,7	64,5	66,7	48,6	66,7
$M_0/M_0$	68,9	64,7	66,9	48,7	66,9
$R, \text{км}$	4610	5090	5100	4860	5690
$I/e_0$	4,3 (-5)	1,1 (-5)	2,3 (-5)	-1,0 (-4)	-7,2 (-5)
$\tilde{n}_{e,c}$	0,920	0,871	0,887	0,735	0,873

Здесь  $S_0 = k/m_p = 0,831 \cdot 10^8 \text{ эрг} \cdot \text{г}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$ ,  $e_0 = \sqrt{\pi/4} (h^3 c^3 / G^3 (100 m_e)^4)^{1/2} \approx 556 M_0 c^2$ ,  $I$  из (40.8);  $\tilde{n}_e = n_e m_H / \rho_0$ .

Максимум массы холодной нейтронной звезды связан с эффектами ОТО. При движении к точке  $d$  все большую роль в потере устойчивости начинает играть диссоциация железа и  $\gamma < 4/3$  во внешних слоях звезды. На линии минимумов  $bfd$  восстановление устойчивости связано с образованием плотного нейтронного ядра с  $\gamma > 4/3$ . Эффекты ОТО неважны для холодной нейтронной звезды малой массы, но роль их растет при движении к точке  $d$  (см. рис. 109).

Сравнение энергий связи  $(M_0 - M)c^2$  из табл. 51 с энергией связи в критических состояниях из (34.25), табл. 45 показывает, что энергия связи в сверхплотном состоянии больше чем в критическом (кривая первых максимумов) при  $M_0 \lesssim 15 M_0$ . Это означает, что остановка звезды при коллапсе на кривой вторых максимумов возможна (но не обязательно) только при  $M_0 \lesssim 15 M_0$ .

в) Остывание нейтронных звезд. Нейтринные потери являются основным механизмом охлаждения нейтронных звезд при  $T_c \gtrsim 4 \cdot 10^8 \text{ К}$ . Ввиду роста с энергией сечения взаимодействия нейтрино с веществом (см. § 18, п. ж, задача 2\*) горячие нейтронные звезды непрозрачны относительно выхода нейтрино. Оценки в [28] показывают, что таковыми являются все модели из табл. 51. Если использовать нейтринные потери за счет урка-процессов (19.36) с  $\phi = 1$  и  $\alpha = 664.31$  и запас энергии невырожденных нуклонов, то время остывания  $t_{\nu f}$  при свободном улете нейтрино есть

$$t_{\nu f} = \frac{E_T}{QURCA} \approx 3 \cdot 10^5 T_9^{-5} \text{ с.} \quad (40.12)$$

\*) Сечение захвата нейтрино  $\sigma_{\nu e}^{\text{зах}}$  в два раза больше  $\sigma_e^{\text{зах}}$  из (4) задачи 2, § 18 при замене  $e_0$  на  $e_{\nu e}$  для  $u_e, u_{\nu e} = e_{\nu e} / m_e c^2 \gg \delta$  (см. также (21.16)). Коэффициент 2 возникает из-за суммирования по электронным спинам при  $\nu_e$ -захвате, вместо усреднения при  $e$ -захвате. Давление равновесных нейтрино  $P_{\nu e}$ , согласно § 3, (3.5), не превышает  $7/26 \approx 27\%$  от суммарного давления пар и излучения. Учет  $P_{\nu e}$  в моделях табл. 51 изменит их не более чем на 27%. Влияние  $\nu_\mu$  и  $\nu_\tau$  на эти модели существенно меньше ввиду малого сечения их взаимодействия.

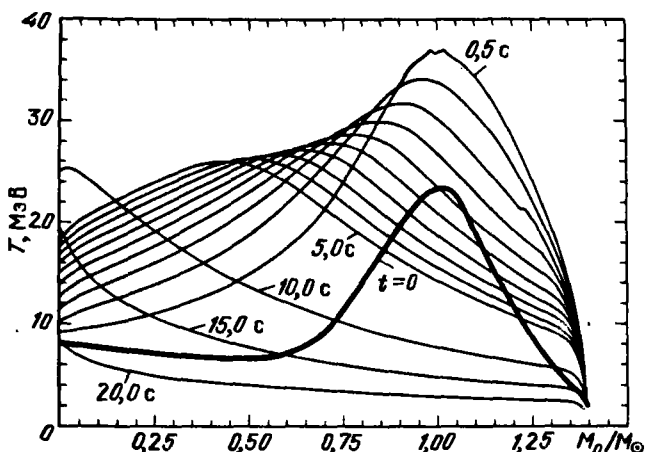


Рис. 110. Эволюция распределения температуры нейтронной звезды по массе покоя барионов. Распределения даны через каждые 0,5 с для  $t < 5$  и через каждые 5 с для  $t > 5$  (из [263])

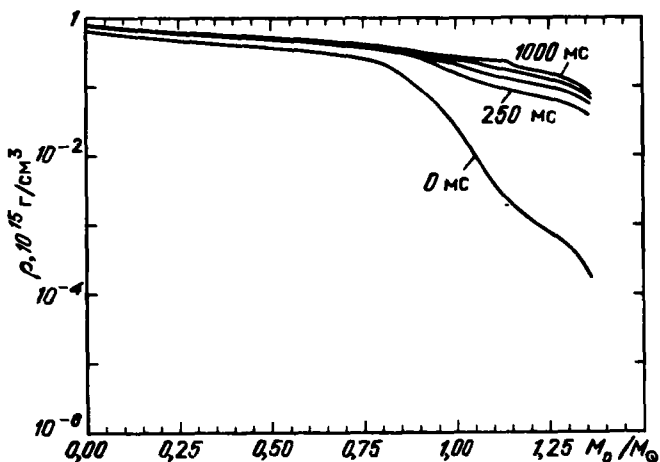


Рис. 111. Эволюция распределения плотности массы покоя нейтронной звезды со временем. Распределения даны через каждые 250 мс для  $t < 1$  с (из [263])

Для оценки нейтринной толщи  $\tau_{\nu e}$  используем усредненное по энергии сечение взаимодействия

$$\bar{\sigma}_{\nu e} = 2 \cdot 10^{-44} \left( \frac{\overline{\epsilon_{\nu e}}}{m_e c^2} \right)^2 \approx 2 \cdot 10^{-44} \left( \frac{5kT}{m_e c^2} \right)^2 \text{ см}^2, \quad (40.13)$$

тогда

$$\tau_{\nu e} \approx \frac{\rho}{m_u} \bar{\sigma}_{\nu e} R_{\text{ef}} \approx 4 \cdot 10^{-15} \rho R_{\text{ef}} \left( \frac{kT}{100 m_e c^2} \right)^2. \quad (40.14)$$

Для всех моделей в табл. 51 время остывания в условиях непрозрачности



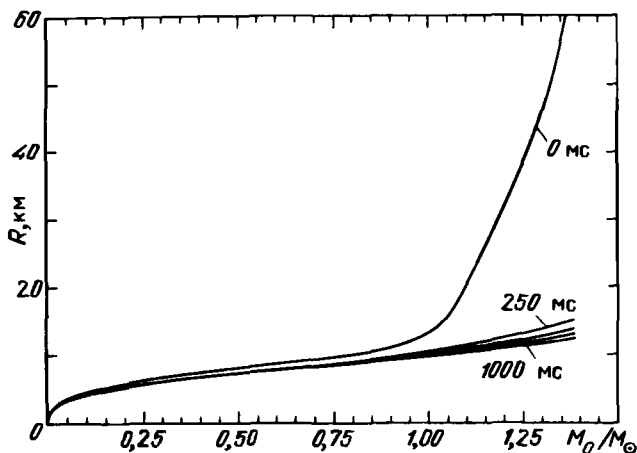


Рис. 112. Эволюция распределения радиуса нейтронной звезды по массе покоя барионов, распределения даны через каждые 250 мсек для  $t < 1$  с (из [263])

(для не очень больших  $\tau_\nu$ )

$$t_\nu = e^{\tau_{\nu e}} t_{\nu f}$$

превышает несколько секунд для  $R_{\text{ef}} = 1/10R$ , а  $\tau_{\nu e}$  меняется от  $\tau_{\nu e} = 10^6$  для модели № 1 до  $\tau_{\nu e} = 7$  для модели 21 из табл. 51. Численные расчеты начальных стадий остывания нейтронной звезды проводились при расчетах коллапса в рамках ньютоновской теории в [500] и при эволюционных расчетах в ОТО в [263], с уравнением состояния, аналогичном [28], с учетом давления нейтрино. В обоих случаях время остывания до образования нейтронной звезды с  $T_c \leq 10^{10}$  К составило  $\sim 20$  с. На рис. 110–112 из [263] приведена эволюция температуры, плотности и радиуса в первые 20 с остывания нейтронной звезды с массой покоя барионов  $1,4 M_\odot$ . Максимум температуры начальной модели лежит далеко от центра при  $M_0 \approx 1,15 M_\odot$  и связан с нагревом и ростом энтропии при остановке сжатия. Адиабатическое сжатие приводит к росту температуры нейтронной звезды на ранних стадиях ее эволюции (рис. 110). Централь-

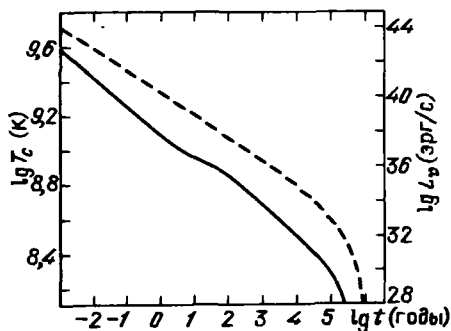


Рис. 113. Уменьшение со временем  $t$  центральной температуры нейтронной звезды с массой покоя  $M_0 = 1,4 M_\odot$ .  $T_c$  — сплошная кривая, и нейтринной светимости  $L_\nu$  — штриховая кривая, при учете сверхтекучести ( $S$ ) и отсутствии магнитного поля (из [512])

ные области нагреваются сильнее из-за действия теплопроводности и неравновесности бета-процессов (см. § 20). Как видно из рис. 110–112, через 20 с радиус и распределение плотности нейтронной звезды достигают стационарного состояния ввиду уменьшения температуры и сильного вырождения вещества, а распределение температуры приобретает монотонный характер.

С уменьшением температуры нейтронная звезда становится прозрачной по поглощению и рассеянию нейтрино  $\tau_{\nu e} < 1$ . Эволюционные расчеты в этих условиях в рамках ОТО проведены в [512]. Учитывались механизмы нейтринного охлаждения, приведенные в § 19. Как и в [263], масса покоя нейтронной звезды принималась равной  $1,4 M_{\odot}$ , но брались другие уравнения состояния. Рассматривался перенос тепла в нейтронной звезде с учетом лучистой и электронной теплопроводности. Учитывалось влияние сверхтекучести на теплоемкость вещества. Результаты расчетов для уравнения состояния из [365] приведены на рис. 113, 114. Влияние магнитного поля на остывание нейтронной звезды той же массы исследовалось в [511]. Использовалось уравнение состояния с тензорными силами взаимодействия между нуклонами из [538], которое считается наиболее жестким из всех реалистических моделей с предельной массой нейтронной звезды  $2,28 M_{\odot}$ . Как видим из рис. 115, магнитное поле  $\vec{B}$  в итоге ускоряет остывание нейтронной звезды. Это связано с уменьшением средней по Краммерсу непрозрачности вещества в магнитном поле ввиду падения  $\sim 1/B^2$  сечения рассеяния квантов с  $\omega < \omega_B = eB/m_e c$  и круговой поляризацией, соответствующей вращению вектора поля фотона в сторону, противоположную скорости вращения электрона в магнитном поле.

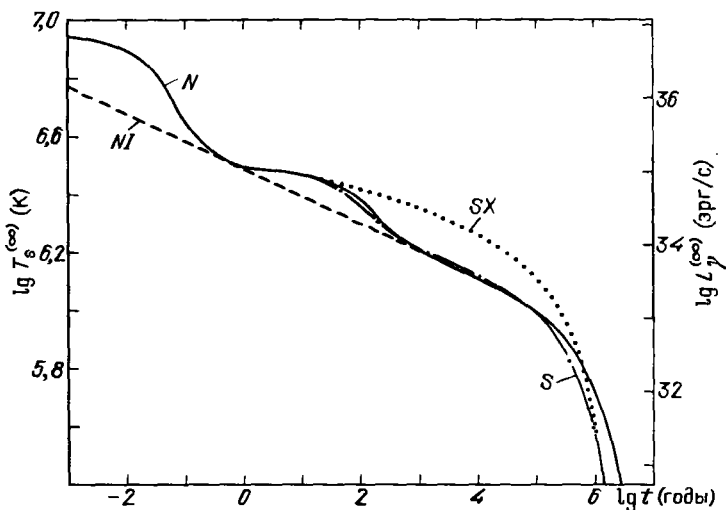


Рис. 114. Уменьшение со временем  $t$  поверхностной температуры нейтронной звезды с массой покоя  $M_0 = 1,4 M_{\odot}$  для бесконечно удаленного наблюдателя  $T_s^{(\infty)}$  и фотонной светимости  $L_{\gamma}^{(\infty)}$  в отсутствие сверхтекучести ( $N$ ) и двух вариантах учета сверхтекучести ( $S$ ) и ( $SX$ ). Штриховой линией дана кривая охлаждения в отсутствие сверхтекучести в приближении изотермического ядра ( $NI$ ). Магнитное поле предполагалось отсутствующим (из [512])

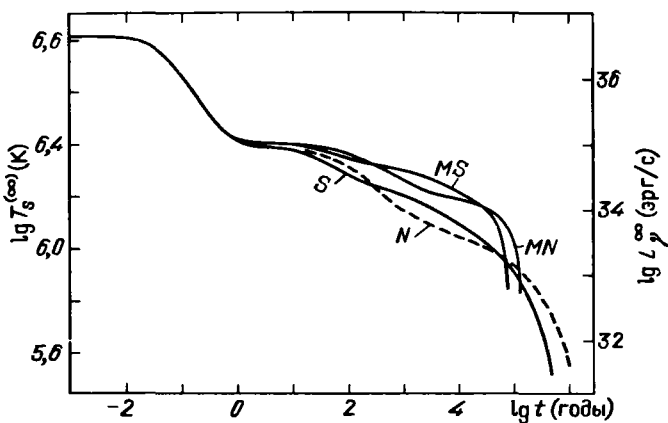


Рис. 115. Поверхностная температура нейтронной звезды с массой покоя  $M_0 = 1,4M_\odot$  для бесконечно удаленного наблюдателя  $T_s^{(\infty)}$  и светимость  $L_\gamma^{(\infty)}$  в зависимости от времени  $t$ . Буквенные обозначения соответствуют следующим вариантам ( $N$ ) – отсутствие сверхтекучести и магнитного поля, ( $S$ ) учет сверхтекучести без магнитного поля ( $MN$ ) и ( $MS$ ) соответствуют тем же случаям ( $N$ ) и ( $S$ ), но в присутствии однородного магнитного поля с индукцией  $B = 4,4 \cdot 10^{12}$  Гс (из [511])

г) **Затухание магнитных полей нейтронных звезд.** Исследование затухания магнитного поля нейтронных звезд теоретическими методами затруднено неопределенностями наших знаний о происхождении этих полей, механизмах генерации, физических свойствах вещества. Обычно поля генерируются омическими токами, которые затухают из-за конечной проводимости, но в условиях сверхпроводимости не затухают вовсе. В [190] показано, что ориентация магнитных моментов нейтронов может привести к магнитному моменту звезды  $10^{27} - 10^{30}$  Гс·см<sup>3</sup>, причем поле в этом случае не должно затухать.

Статистический анализ наблюдательных данных по пульсарам приводит к выводу о среднем времени затухания поля  $\tau_m \approx 2 \cdot 10^6$  лет [545]. Оптические наблюдения пульсаров в двойных системах PSR 0655 + 64 ( $P = 0,196$  с) и PSR 0820 + 02 ( $P = 0,865$  с) привели к открытию оптических партнеров этих пульсаров, которые оказались белыми карликами с нижней оценкой возврата по кривой охлаждения § 33:  $\tau_e = 2 \cdot 10^9$  и  $10^7$  лет соответственно. Естественно, что эти же оценки возраста применимы и для самих пульсаров. Магнитные поля данных пульсаров, оцениваемые из наблюдений времени замедления  $P/\dot{P}$  и формулы дипольного излучения [143] составляют  $B = 10^{10}$  Гс для PSR 0655 + 64 и  $B = 3 \cdot 10^{11}$  Гс для PSR 0820 + 02. Таким образом, наблюдения показывают, что даже через  $2 \cdot 10^9$  лет магнитное поле совсем затухло. В [450], где изложены результаты оптических наблюдений, предполагается существование двух компонент магнитного поля нейтронной звезды с большой величиной и малым временем жизни  $\sim \tau_m$  и малого поля, которое практически не затухает. Возможно, что вторая составляющая связана с токами в сверхпроводящей компоненте вещества и (или) с выстраиванием магнитных моментов барионов.