

сверхновой звезды не коллапсирует (противодействующая роль вращения или термоядерный взрыв вследствие тепловой неустойчивости вырожденного вещества), то нейтринное излучение должно оказаться значительно более слабым. Поэтому для теории решающую роль будет иметь детектирование нейтринного излучения от сверхновой.

**Фотонное излучение.** Для объяснения кривых блеска потерями тепловой энергии, вынесенной в оболочку ударной волной, необходимо предположить существование у сверхновых звезд очень протяженных атмосфер с размерами  $10^3 \div 10^4 R_{\odot}$ . Альтернативным механизмом может быть также выделение энергии в распадах радиоактивных элементов, выброшенных из сверхновой звезды ударной волной, а также подпитка излучения за счет нейтронной звезды. Здесь, однако, могут возникнуть трудности, связанные с требованием большого количества радиоактивного вещества. Прямое измерение ультрафиолетового излучения сверхновых вблизи максимума блеска поможет решить вопрос о радиусе предсверхновой.

Рентгеновское излучение и  $\gamma$ -излучение могут быть следствием радиоактивного распада или возникать благодаря нарушению теплового равновесия между излучением и веществом в протяженной разреженной оболочке сверхновой. В этом направлении необходимы дальнейшие исследования, в том числе поиски характерных линий  $\gamma$ -излучения.

**Космические лучи.** Роль прямого газодинамического ускорения частиц до релятивистских энергий зависит от модели предсверхновой. Значение других механизмов ускорения при вспышках сверхновых пока остается не ясным.

**Ядерный синтез.** Образование тяжелых элементов при высоких температурах и плотностях в центральной части сверхновой является надежно установленным фактом. Однако необходимо выполнить дополнительные тонкие расчеты для выяснения количества и изотопного состава вещества, прошедшего через стадию быстрого охлаждения в процессе выброса оболочки сверхновой.

Важный вопрос о массе выбрасываемого при взрыве сверхновой вещества рассматривается в Приложении (стр. 465).

## § 5. Физика нейтронных звезд

Нейтронная звезда в положении  $D_3$  на рис. 52 находится в квазиравновесном состоянии. Теории таких звезд посвящено большое количество работ последнего времени. Состояние вопроса до открытия нейтронных звезд как пульсаров дано в обзоре Уилера (1966); там же имеется подробная библиография. Современное состояние вопроса дано в обзоре Камерона (1970). О нейтронных звездах как пульсарах см, гл. 13,

Как уже отмечалось, нейтронное ядро звезды окружено оболочкой, состоящей из ядер и вырожденных электронов; самые поверхностные слои состоят из обычной плазмы. В действительности картина может быть сложнее: возможно, что поверхностная корка имеет кристаллическую структуру; см., например, Камерон (1970). Сразу после образования (после коллапса) нейтронная звезда будет сильно нагрета. Однако, какие бы процессы ни привели звезду в положение  $D_2$  (см. рис. 52), звезда, как указал Чиу (1964), не может длительно иметь температуру, большую нескольких миллиардов градусов, ибо в противном случае интенсивное рождение пар  $(\nu, \bar{\nu})$ , моментально покидающих звезду, быстро охладило бы ее. Как самую простейшую картину можно принять следующую. Во всех внутренних частях звезды, где имеется газ вырожденных частиц, теплопроводность чрезвычайно высока, так как определяется вырожденными электронами. Поэтому ядро нейтронной звезды изотермично (или, более точно, в соответствии с релятивистской термодинамикой  $T \sim (g_{00})^{-1/2}$ ) и только в самой внешней оболочке имеется градиент температуры. Строение внешней оболочки можно рассчитать, так как радиус и масса нейтронной конфигурации уже известны, а определенной температурой недр можно задаться. В результате можно определить поверхностную температуру звезды и ее светимость. В первых расчетах поверхностная эффективная температура составляет примерно  $10^{-2}$  от центральной температуры [см., например, Бакал и Вольф (1965а, б); Цурута и Камерон (1965)]. Если  $T_c \approx 10^8$  °К, то  $T_e \approx 10^6$  °К (см. табл. XIII). Время остывания нейтронной звезды после ее образования зависит от запаса тепловой энергии и процессов ее потери. Согласно Бакалу и Вольфу (1965) запас тепловой энергии определяется выражением

$$E_T = 5 \cdot 10^{47} \left( \frac{T_c}{10^9} \right)^2 \left( \frac{\rho}{3,7 \cdot 10^{14}} \right)^{-2/3} \left( \frac{M}{M_\odot} \right) \text{ эрг.} \quad (11.5.1)$$

Эта величина подсчитана без учета возможной сверхтекучести нейтронного вещества звезды. На такую возможность указали Гинзбург и Киржниц (1964). Если вещество звезды в существенной доле массы действительно окажется сверхтекучим, то приведенная оценка  $E_T$  сильно уменьшится, как и оценка времени остывания, приводимая ниже. Подробнее о роли сверхтекучести и сверхпроводимости в звездах см. главу о пульсарах.

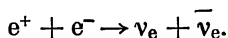
Охлаждение нейтронной звезды происходит путем излучения нейтрино из центральных частей, где велика температура, и фотонного охлаждения с поверхности (Цурута и Камерон, 1965). При очень больших внутренних температурах наиболее важным процессом, приводящим к рождению нейтрино, является, как уже

Таблица XIII

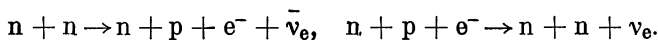
Сравнение излучения Солнца и нейтронной звезды  
с  $R=10$  км и  $T_e = 10^6$  °К (по Уилеру, 1966)

	I нейтронная звезда	II Солнце	Отношение I/II
Радиус	$10^6$ см	$7 \cdot 10^{10}$ см	$1,4 \cdot 10^{-5}$
Площадь поверхности	$1,33 \cdot 10^{13}$ см <sup>2</sup>	$6,4 \cdot 10^{22}$ см <sup>2</sup>	$2 \cdot 10^{-10}$
Температура поверхности	$10^6$ °К	5790 °К	$1,7 \cdot 10^2$
Положение максимума распределения энергии в спектре (в шкале частот)	40 Å	4600 Å	$8,7 \cdot 10^{-3}$
Светимость	$7 \cdot 10^{32}$ эрг/сек	$4 \cdot 10^{33}$ эрг/сек	0,175
Абсолютная болометрическая величина	$6^m,5$	$4^m,6$	$\Delta m = 1^m,9$
Доля энергии, излучаемая в интервале 3000—10 000 Å	$5,4 \cdot 10^{-6}$	0,68	$8 \cdot 10^{-6}$
Светимость в интервале 3 000—10 000 Å	$3,8 \cdot 10^{27}$ эрг/сек	$2,7 \cdot 10^{33}$ эрг/сек	$1,4 \cdot 10^{-6}$

отмечалось, аннигиляция пар  $e^+$ ,  $e^-$ :



Однако в условиях нейтронной звезды этот процесс как раз подавлен в силу высокой ферми-энергии электронов — порядка  $20 Mэв$ . При более умеренной температуре нейтрино рождаются в основном в реакциях \*)



Изменение температуры звезды  $T_e$  с течением времени за счет испускания нейтрино и фотонного охлаждения показано на рис. 58, по данным Цуруты и Камерона. При высоких температурах  $T_e > 2 \cdot 10^6$  °К звезда остывает в основном за счет нейтринного излучения; ниже  $T_e \approx 2 \cdot 10^6$  °К преобладает фотонное охлаждение с поверхности. Из рис. 58 видно, что поверхностная температура  $T_e \approx 2 \cdot 10^6$  °К сохраняется у звезды в течение  $10^4$  лет. Время существования температуры большей, чем  $2 \cdot 10^6$  °К, значительно меньше.

\*) Могут играть также роль плазменные процессы рождения  $\nu$ ,  $\bar{\nu}$  и процессы тормозного рождения  $\nu$ ,  $\bar{\nu}$  электроном в поле заряженных нуклонов.

Бакал и Вольф (1965а, б) указали на возможность охлаждения звезды за счет рождения нейтрино при взаимодействии пионов с нейтронами ( $\pi$ - $n$ -процесс). Если бы такой процесс действительно протекал в нейтронной звезде, то она охладилась бы за сутки. Однако, по-видимому, в устойчивых нейтронных звездах плотность еще не столь велика, чтобы в веществе в равновесии находились  $\pi$ -мезоны, и указанный процесс охлаждения не имеет места.

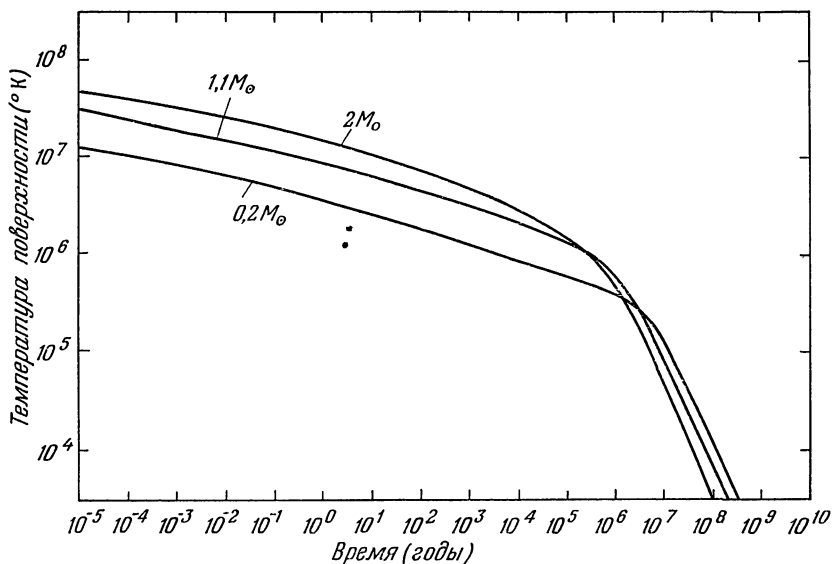


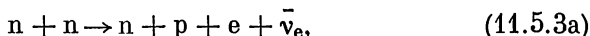
Рис. 58. Кривая охлаждения нейтронной звезды. Приведены данные [по Цуруте и Камерону 1965)] для звезд разной массы.

Большой интерес представляет исследование радиальных пульсаций нейтронных звезд вокруг положения  $D_3$  на рис. 52 [Хойл, Нарликар и Уилер (1964); Камерон (1965б); Финци (1965); Мельтцер и Торн (1966); Хансен и Цурута (1967); Финци и Вольф (1968); Ланге и Камерон (1969); Торн (1969а)]. Приведем простую оценку. Собственная частота колебаний однородной звезды из соображений размерности равна  $\omega^2 \approx GM/R^3$ . Частота  $\omega$  составляет для нейтронных звезд около  $10^4 \text{ сек}^{-1}$ . Отсюда находим энергию колебаний:

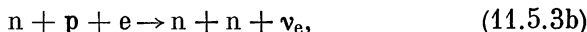
$$E_{\text{кол}} = \frac{1}{2} (R\omega)^2 \cdot M \left( \frac{\delta R}{R} \right)^2 \approx 10^{53} \left( \frac{M}{M_{\odot}} \right) \left( \frac{\delta R}{R} \right)^2 \text{ эрг}, \quad (11.5.2)$$

где  $\delta R/R$  — относительная амплитуда колебаний. Диссипация этой энергии связана со следующими процессами: 1) с эффективной

вязкостью, которая обусловлена тем, что связанные со слабыми взаимодействиями ядерные процессы идут со скоростью одинаковой или более медленной, по сравнению со скоростью пульсаций звезды; 2) с рассеянием энергии в ударных волнах, выходящих на поверхность звезды. Рассмотрим первый процесс: при большой плотности вещества в равновесии должно быть больше протонов и электронов, чем при малой плотности. При сжатии звезды идут реакции



причем антинейтрино уходят из звезды. При расширении идут реакции



а нейтрино уходят. Обусловленное медленностью слабых взаимодействий отставание выравнивания состава вещества, по сравнению с равновесным, приводит к необратимым потерям энергии \*). Эти потери вычислены Финци (1965), Мельтцером и Торном (1966) и Хансеном и Цурута (1967). Финци (с ошибкой, исправленной Мельтцером и Торном) дает следующую оценку потери энергии:

$$\frac{dE_{\text{кол}}}{dt} \approx -10^{55} \left( \frac{\rho_c}{3,7 \cdot 10^{14}} \right)^5 \frac{M}{M_{\odot}} \left( \frac{\delta R}{R} \right)^8 \frac{\text{эрг}}{\text{сек}}. \quad (11.5.4)$$

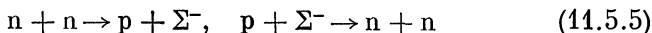
Например, при амплитуде  $(\delta R/R) \approx 0,01$  и центральной плотности  $3,7 \cdot 10^{14} \text{ г/см}^3$  в колебаниях будет запасено  $E_{\text{кол}} \approx 10^{49} \text{ эрг}$  и скорость потерь будет  $dE_{\text{кол}}/dt \approx 10^{39} \text{ эрг/сек}$ . Если бы не было других источников затухания колебаний, то  $t_{\text{зат}} \approx 300$  лет.

Затухание посредством реакций (11.5.3) превращает, грубо говоря, половину колебательной энергии в энергию уходящих нейтрино, а половину — в тепло. Из уравнений (11.5.1) и (11.5.2) ясно, что нейтронная звезда может запастись в вибрациях (до их затухания) намного больше энергии, чем в виде тепла. Следовательно, пока звезда вибрирует, постоянным превращением энергии колебаний в тепло в ней будет поддерживаться высокая температура. Численные расчеты этого эффекта, а также скорости затухания колебаний посредством реакций (11.5.3) были выполнены Хансеном и Цурутой (1967) и Финци и Вольфом (1968). Для простой модели нейтронной звезды Финци и Вольф нашли, что при непрерывном превращении энергии колебаний в тепло отношение тепловой энергии к энергии колебаний поддерживается постоянным:

$$\frac{E_{\text{т}}}{E_{\text{кол}}} = \text{const} \approx \frac{1}{7}.$$

\*) Следующая далее часть параграфа написана К. С. Торном.

Ланге и Камерон (1969) показали, что в очень плотных нейтронных звездах при затухающих колебаниях процесс



значительно эффективнее УРКА-процесса (11.5.3). Процесс (11.5.5) может идти только при достаточно высоких плотностях ( $\rho > 10^{15}$  г/см<sup>3</sup>), при которых ферми-энергия нейтронов стабилизируется  $\Sigma^-$ -частицы. При более низких плотностях нет  $\Sigma^-$ -частиц, поэтому преобладают УРКА-реакции (11.5.3).  $\Sigma^-$ -процесс (11.5.5) вызывает затухание колебаний таким же способом, как и УРКА-процесс, т. е. поддержанием равновесного состава при росте или падении плотности. Когда в ходе пульсаций плотность увеличивается,  $\Sigma^-$ -частиц слишком мало и идет реакция  $n + n \rightarrow p + \Sigma^-$ , рождающая  $p$  и  $\Sigma^-$  с энергиями выше фермиевской, которая затем превращается в тепло. Когда же плотность падает, количество  $\Sigma^-$  велико, и реакция  $p + \Sigma^- \rightarrow n + n$  рождает «горячие» нейтроны.

Ланге и Камерон указали, что их процесс дает более эффективный механизм торможения, чем УРКА-процесс, так как он идет значительно быстрее. В УРКА-процессе участвуют шесть частиц, в  $\Sigma^-$ -процессе — только четыре; скорость УРКА-процесса есть произведение вероятностей двух взаимодействий (сильного и слабого),  $\Sigma^-$ -процесс идет только по слабому взаимодействию. Численные расчеты Лангера и Камерона для модели нейтронной звезды с  $M \approx 1,8 M_{\odot}$ \*, которая содержит  $\Sigma^-$ -частицы в  $1/8$  объема, показали, что для затухания колебаний с  $\delta R/R \approx 10^{-3}$ ,  $E_{\text{кол}} \approx 10^{48}$  эрг требуется лишь 1 секунда, колебания с  $\delta R/R < 10^{-8}$ ,  $E_{\text{кол}} < 10^{38}$  эрг затухают за  $\sim 1000$  лет. Поэтому все нейтронные звезды с  $\rho_c > 10^{15}$  г/см<sup>3</sup>, исключая вновь образующиеся, должны быть пульсационно «мертвыми».

Второй процесс диссипации — выход ударных волн на поверхность, который может привести к выбросу массы и разогреванию поверхностных слоев — пока не изучен. Неизвестно, как быстро он приведет к затуханию колебаний, переведя их энергию в энергию излучения и в энергию выброшенного вещества. Об излучении электромагнитных волн вследствие изменения магнитного поля при пульсациях см. § 6 гл. 12.

Третий процесс диссипации — испускание гравитационных волн — является, вероятно, преобладающим механизмом торможения при нерадиальных колебаниях. Торн (1969а) см. (§ 14 гл. 1) рассчитал радиационное затухание квадрупольных мод для ряда моделей нейтронных звезд. Он нашел, что амплитуда

\*) Напомним, что по расчетам Камерона «ОВ»-предел для нейтронных звезд  $\sim 2,3 M_{\odot}$ .

затухает экспоненциально с характерным временем, изменяющимся от 10 сек для  $M \approx 0,4 M_{\odot}$  до 0,2 сек для  $M \approx 2M_{\odot}$ .

Для вращающейся нейтронной звезды ротационное сплющивание превращает радиальные моды колебаний в слегка отличные от радиальных, поэтому создаются условия для испускания гравитационного излучения. Возникающие силы реакции вызывают затухание колебаний с характерным временем [см. Уилер (1966), а также Чау (1969)]

$$\tau_{\text{рад}} \sim \left(\frac{\Omega^2 R^3}{GM}\right)^2 \tau_{\text{квадруп}} \sim \left(\frac{\Omega^2 R^3}{GM}\right)^2 \text{сек}. \quad (11.5.6)$$

Здесь  $\Omega$  — угловая скорость звезды,  $R$  — ее радиус,  $M$  — масса звезды. Для звезд с большими массами, если не выполнено условие  $\Omega^2 R^3/GM \approx 1$ , этот эффект будет мал по сравнению с затуханием, вызванным  $\Sigma^-$ -процессом (11.5.5). Но для звезд с малыми массами, которые не содержат  $\Sigma^-$ -частиц, он будет конкурировать с затуханием, обязанным УРКА-процессу (11.5.3).

В главе 12 мы обсудим свойства нейтронных звезд, которые привели к их открытию, а также аккрецию вещества и другие процессы в окрестностях нейтронных звезд.

## § 6. Эволюция звезд с массой, большей ОВ-предела

Рассмотрим теперь последние стадии эволюции звезды с массой, большей предела Оппенгеймера — Волкова для сверхплотных конфигураций ( $M \gtrsim (1,6 \div 2,3) M_{\odot}$ ). Качественное отличие этого случая от предыдущего заключается в том, что для столь больших масс нет равновесной конфигурации с  $S = 0$  (и  $T = 0$ ). Это означает, что остывшая массивная звезда не может прийти в равновесное состояние без потери существенной части массы. С другой стороны, неизвестно, существуют ли процессы, которые с необходимостью приводят к потере в ходе эволюции существенной доли массы, достаточной для того, чтобы прийти, в конце концов, в состояние равновесия с  $S = 0$ . О возможности таких процессов см. предыдущие параграфы. Если на последней стадии остается сжимающееся ядро с  $M > (2 \div 3) M_{\odot}$ , то заключительная часть эволюции таких звезд будет существенно нестационарной.

Проследим последние этапы этой эволюции. К границе устойчивости звезда медленно подходит по квазиравновесным состояниям. На границе звезда теряет устойчивость и затем сжимается с гидродинамической скоростью. В дальнейшем, если после ядерного взрыва остается  $M > (2 \div 3) M_{\odot}$ , или взрыва не происходит, но масса звезды с начала коллапса больше  $(2 \div 3) M_{\odot}$ , то сжатие никогда не может