

каплю. Допуская, что все капельки подчиняются статистике Ферми — Дирака для идеального газа, и используя аргументацию Ландау из разд. 3.4, сделайте следующее:

а) Оцените максимальную массу нейтронной звезды, поддерживаемой в равновесии холодными нуклонными капельками, и сравните эту массу с соответствующей величиной для звезды, состоящей из свободных нейтронов.

б) Оцените радиус конфигурации с максимальной массой, состоящей из нуклонных капелек, и сравните этот радиус с соответствующей величиной для звезды, состоящей из свободных нейтронов.

в) Определите отношение поверхностных потенциалов для рассматриваемых двух моделей нейтронной звезды.

г) Предположите теперь, что вместо слияния в капельки нейтроны при высоких плотностях разделяются на N «фундаментальных» частиц равной массы. Как изменятся ответы на вопросы, поставленные в пп. а), б) и в)? Может ли масса нейтронной звезды увеличиваться бесконечно при бесконечной последовательности делений?

9.3. РЕАЛИСТИЧЕСКИЕ ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ

Обрисовав в гл. 8 некоторые составные части реалистического уравнения состояния холодного плотного вещества, мы можем теперь сравнивать модели нейтронной звезды, которые получаются при использовании в уравнении Оппенгеймера—Волкова разных уравнений состояния. На рис. 9.2 по-

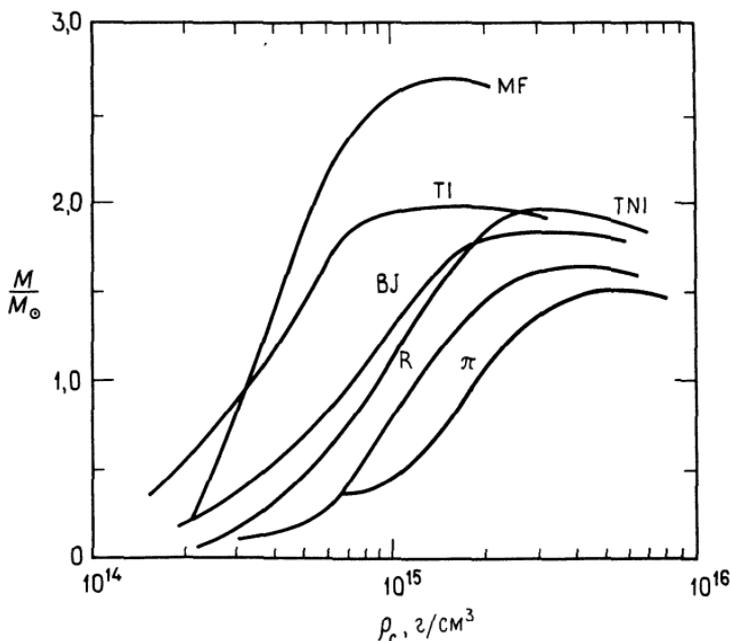


Рис. 9.2. Гравитационная масса как функция плотности в центре для разных уравнений состояния. Буквы около различных кривых расшифровываются в табл. 8.2, за исключением π , которая обозначает уравнение состояния Рейда, видоизмененное с учетом конденсации заряженных пионов. Восходящие части кривых соответствуют устойчивым нейтронным звездам [52].

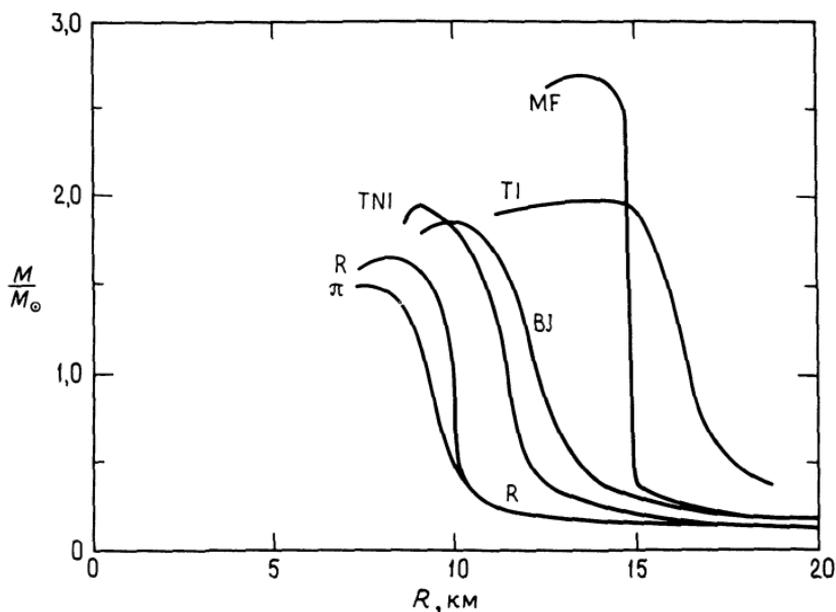


Рис. 9.3. Гравитационная масса как функция радиуса для тех же уравнений состояния, что и на рис. 9.2 [52].

казаны графики зависимости M от ρ_c для шести характерных уравнений состояния. На рис. 9.3 показаны соответствующие графики для зависимости M от R . В табл. 9.1 приведены максимальные массы, вычисленные для четырех таких моделей. Выясняется несколько общих особенностей:

Таблица 9.1

МАКСИМАЛЬНАЯ МАССА НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЫ
ДЛЯ РАЗЛИЧНЫХ УРАВНЕНИЙ СОСТОЯНИЯ

Тип уравнения состояния ¹⁾	Сокращенное обозначение	Максимальная масса, M_{\odot}
Пионный конденсат	(π)	1,5
Уравнение Рейда	(R)	1,6
Уравнение Бете—Джонсона	(BJ)	1,9
Приближение трехнуклонного взаимодействия	(TNI)	2,0
Приближение тензорного взаимодействия	(TI)	2,0
Приближение среднего поля	(MF)	2,7

¹⁾ См. табл. 8.2 и подпись к рис. 9.2 для полной расшифровки сокращений, характеризующих уравнения состояния.

1. Модели звезд, рассчитанные на основе жестких уравнений состояния (например, указанные на рис. 9.2 BJ, TNI, TI и MF), характеризуются более высокими массами, чем модели, полученные из мягких уравнений состояния (например, R и π).

2. Модели, полученные на основе жестких уравнений состояния, характеризуются меньшей плотностью в центре, большим радиусом и значительно более толстой корой (сравните с рис. 9.4 и приведенным ниже обсуждением), чем модели той же массы, выведенные из мягких уравнений состояния.

3. Пионная конденсация, если она происходит, стремится сжать нейтронную звезду данной массы, а также уменьшить M_{\max} .

На рис. 9.4 показаны поперечные сечения двух звезд с массой $1,4 M_{\odot}$ каждая, рассчитанных на основе мягкого (уравнение Рейда) и жесткого (приближение тензорного взаимодействия) уравнений состояния. «Расслоение» конфигураций является просто следствием включения в уравнение состояния различных режимов по мере перехода к более высоким плотностям. Можно выделить следующие слои [446]:

1. *Поверхность* ($\rho \leq 10^6 \text{ г/см}^3$) — область, где температуры и магнитные поля, ожидаемые для большинства нейтронных звезд, могут значительно влиять на уравнение состояния.

2. *Внешняя кора* ($10^6 \text{ г/см}^3 \leq \rho \leq 4,3 \cdot 10^{11} \text{ г/см}^3$) — область твердого вещества, где кулоновская решетка тяжелых ядер сосуществует в бетаравновесии с релятивистским вырожденным электронным газом (сравните с уравнениями состояния для белых карликов).

3. *Внутренняя кора* [$4,3 \cdot 10^{11} \text{ г/см}^3 \leq \rho \leq (2 \div 2,4) \cdot 10^{14} \text{ г/см}^3$], состоящая из решетки обогащенных нейтронами ядер вместе со сверхтекучим нейтронным газом и электронным газом¹⁾.

4. *Нейтронная жидкость* [$(2 \div 2,4) \cdot 10^{14} \text{ г/см}^3 \leq \rho \leq \rho_{\text{core}}$], состоящая главным образом из сверхтекучих нейтронов с малой примесью сверхтекучих протонов и нормальных электронов.

5. Область *ядра* ($\rho > \rho_{\text{core}}$), которая может существовать или не существовать в некоторых звездах в зависимости от того, происходит ли там пионная конденсация либо переход к твердому нейтронному веществу или к кварковому веществу, или же к любой другой фазе, физически отличающейся от нейтронной жидкости, при плотностях выше некоторого критического значения ρ_{core} .

Если уравнение состояния жесткое, то центральная плотность относительно массивной ($1,4 M_{\odot}$) нейтронной звезды не превышает 10^{15} г/см^3 ; фактически даже самые массивные устойчивые нейтронные звезды имеют плотность в центре лишь в несколько раз выше 10^{15} г/см^3 (рис. 9.2). Таким образом, как отмечалось ранее, вероятность перехода к кварковому веществу или к какой-то другой экзотической форме материи кажется неправдо-

¹⁾ См. разд. 10.9 для краткого обсуждения сверхтекучих свойств вещества нейтронной звезды.

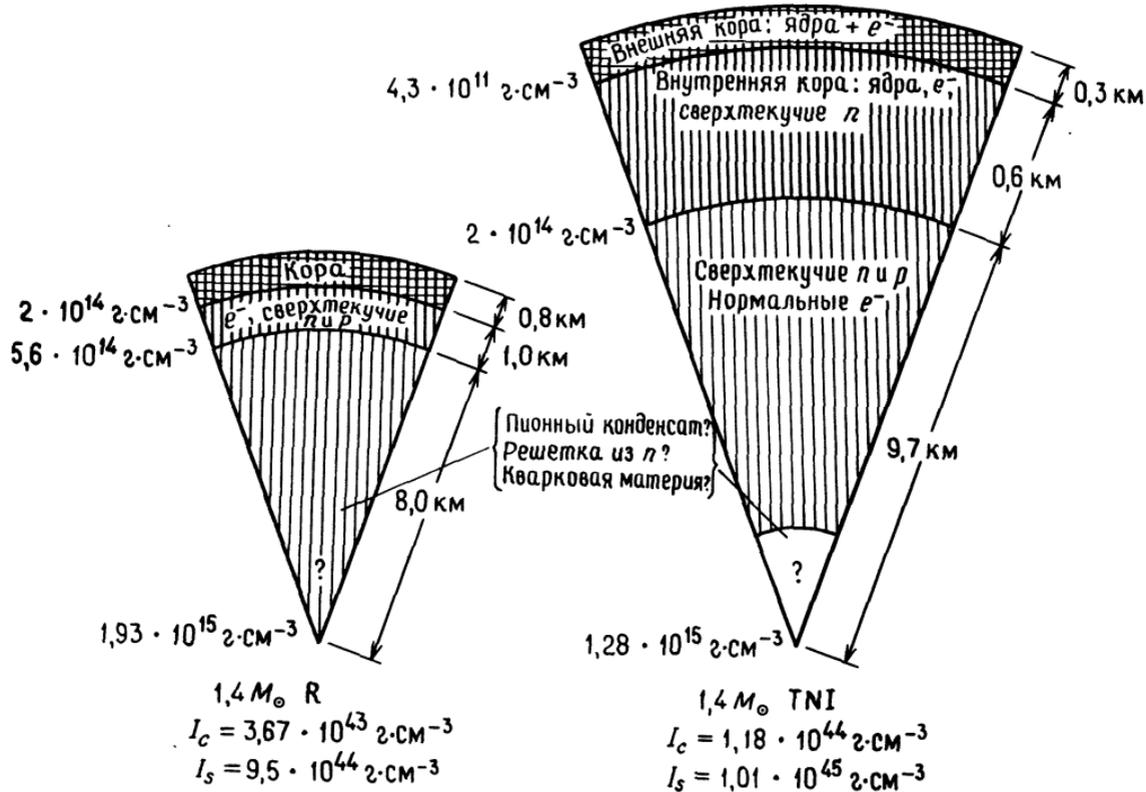


Рис. 9.4. Поперечные сечения моделей звезд с массой $1,4 M_{\odot}$, построенных в соответствии с уравнениями состояния Рейда (R) и трехнуклонного взаимодействия (TNI). Показаны различные области, обсуждающиеся в тексте. Приведены значения моментов инерции коры I_c и сверхтекучих недр I_s [458]

подобной. Тем не менее, существование третьей стабильной ветви «кварковых звезд» на диаграмме зависимости M от ρ_c , помимо белых карликов и нейтронных звезд, остается возможным.

Природа может благоприятствовать нейтронным звездам с массами вблизи предела Чандрасекара $1,4 M_{\odot}$ ¹⁾. Маловероятно, чтобы в таких звездах с умеренно жесткими уравнениями состояния (например, TNI) образовывались пионные конденсаты, для чего, по-видимому, требуется $\rho \geq 2\rho_{\text{пнс}}$, если это вообще возможно. Однако с учетом неопределенностей в уравнении состояния, описанных в предыдущих главах, можно отметить, что такие заключения являются, в лучшем случае, предварительными.

Минимальная масса нейтронной звезды определяется приравновани-ем среднего значения показателя адиабаты Γ критической величине $\sim 4/3$, определяющей радиальную устойчивость против коллапса. Как обсуждалось в разд. 8.2, $\Gamma(\rho)$ для уравнения состояния Бейма—Бете—Петика быстро падает ниже $4/3$ при плотности, соответствующей режиму образования нейтронных «капель», $\rho_{\text{drip}} = 4,3 \cdot 10^{11}$ г/см³ и затем не поднимается выше $4/3$, пока ρ не превысит $7 \cdot 10^{12}$ г/см³. В результате минимальная масса нейтронной звезды, вычисленная с использованием уравнения состояния Бейма—Бете—Петика, «сшитого» с уравнением состояния Бейма—Петика—Сазерленда ниже точки образования нейтронных капель, равна

$$M_{\text{min}} = 0,0925 M_{\odot}; \rho_0 = 1,55 \cdot 10^{14} \text{ г/см}^3; R = 164 \text{ км.} \quad (9.3.1)$$

Итак, ρ_c для конфигурации с минимальной массой гораздо больше $7 \cdot 10^{12}$ г/см³. Причина заключается, во-первых, в том, что к устойчивости имеет отношение среднее значение Γ , а, во-вторых, это среднее значение должно быть больше $4/3$ для устойчивости в общей теории относительности [сравните с уравнением (6.9.2)]. Поскольку уравнение состояния достаточно хорошо известно для всех $\rho \leq \rho_c$, можно рассматривать приведенные выше параметры для конфигурации с минимальной массой как довольно хорошо установленные.

Этого пока еще нельзя сказать о равновесной конфигурации с максимальной массой из-за неопределенностей в уравнении состояния выше $\rho_{\text{пнс}} = 2,4 \cdot 10^{14}$ г/см³ (вспомните рис. 9.2 и табл. 9.1). Заметим, однако, что все современные «микроскопические» вычисления уравнения состояния приводят к нейтронным звездам с $M_{\text{max}} \leq 3 M_{\odot}$. Этот результат будет иметь важное значение для отождествления черных дыр (разд. 13.5). В разд. 9.5 мы еще вернемся к решающему вопросу о максимальной массе нейтронной звезды.

9.4. ИЗМЕРЕНИЯ МАСС НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД

Как мы увидели, глобальные параметры нейтронной звезды, такие как массы, радиусы, моменты инерции и т.п., чувствительны к принятой

¹⁾ См., например, разд. 9.4 и гл. 18.