

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.

«микроскопической» модели нуклон-нуклонного взаимодействия. Таким образом, изучение этих параметров на основе астрономических наблюдений может пролить свет на проблемы адронной физики. Решающее значение имеет определение масс нейтронных звезд из прямых наблюдений. При недавних наблюдениях массы нескольких нейтронных звезд были определены методами, которые описаны ниже.

а) Рентгеновские источники в двойных системах

Наиболее надежные методы определения масс астрономических объектов основаны на третьем законе Кеплера, и нейтронные звезды не являются исключением. Рассмотрим два сферических объекта с массами M_1 и M_2 , движущиеся по круговым орбитам относительно общего центра масс¹⁾. На рис. 9.5 показана такая система (вид в орбитальной плоскости). Расстояние между объектами равно a , а соответствующие расстояния до центра масс равны a_1 и a_2 :

$$a = a_1 + a_2, \quad (9.4.1)$$

$$M_1 a_1 - M_2 a_2 = 0. \quad (9.4.2)$$

Угол i называется наклоном орбитальной плоскости относительно луча зрения. Из диаграммы ясно, что любая деталь в спектре излучения M_1 будет подвержена доплеровскому смещению. Амплитуда вариаций равна v_1 — проекции орбитальной скорости M_1 на луч зрения:

$$v_1 = \frac{2\pi}{P} a_1 \sin i, \quad (9.4.3)$$

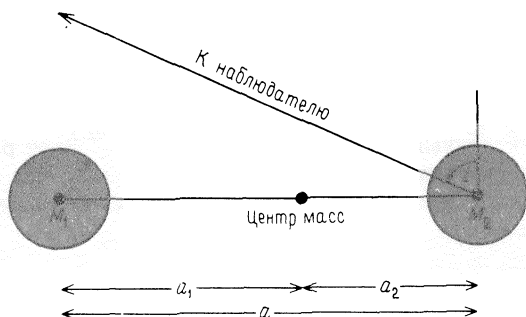


Рис. 9.5. Параметры двойной системы (вид в орбитальной плоскости).

¹⁾ Случай эллиптических орбит рассматривается в разд. 16.5.

где P — орбитальный период. Таким образом, если в спектре M_1 видны периодические вариации, то можно измерить P и v_1 , и отсюда находится $a_1 \sin i$. С другой стороны, для рентгеновских импульсов можно измерять периодические вариации времени прихода импульсов. Амплитуда этих вариаций равна времени прохождения света по диаметру орбиты, спроецированному на луч зрения, т.е. $(a_1 \sin i)/c$.

Согласно закону Кеплера,

$$\frac{G(M_1 + M_2)}{a^3} = \left(\frac{2\pi}{P}\right)^2. \quad (9.4.4)$$

Из уравнений (9.4.1) и (9.4.2) имеем

$$a = \frac{M_1 + M_2}{M_2} a_1, \quad (9.4.5)$$

и тогда

$$f(M_1, M_2, i) \equiv \frac{(M_2 \sin i)^3}{(M_1 + M_2)^2} = \frac{P v_1^3}{2\pi G}. \quad (9.4.6)$$

Величина f называется «функцией масс» и зависит только от наблюдаемых величин P и v_1 (или $a_1 \sin i$).

Если можно измерить только одну функцию масс двойной системы, то без дополнительных предположений нельзя проследовать далее того, что позволяет уравнение (9.4.6). Для шести двойных систем, содержащих рентгеновские источники, удалось измерить как функцию масс оптического компонента, так и функцию масс рентгеновского источника. В этом случае имеем

$$f_X = \frac{(M_O \sin i)^3}{(M_X + M_O)^2}, \quad f_O = \frac{(M_X \sin i)^3}{(M_X + M_O)^2}, \quad (9.4.7)$$

где индекс « X » относится к рентгеновскому источнику, а индекс « O » — к оптическому компоненту. Отношение этих двух выражений дает отношение масс

$$q \equiv \frac{M_X}{M_O}, \quad (9.4.8)$$

и тогда с учетом (9.4.7) можно записать

$$M_X = \frac{f_X q (1 + q)^2}{\sin^3 i}. \quad (9.4.9)$$

Для нахождения значения M_X необходимо еще знать $\sin i$. На практике регистрация длительности рентгеновского затмения и/или вариаций оптической кривой блеска используется (см., например, [33]) для установления геометрических ограничений на значение $\sin i$. Таким методом были выполне-

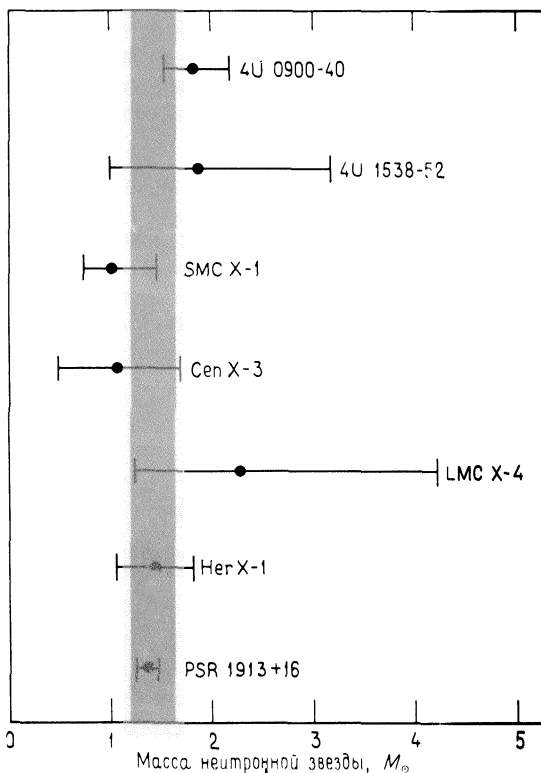


Рис. 9.6. Определение масс нейтронных звезд на основе наблюдений. Первые шесть значений массы получены при наблюдениях рентгеновских пульсаров, входящих в двойные системы. PSR 1913 + 16 — радиопульсар, входящий в двойную систему. Наиболее вероятное значение массы каждого пульсара отмечено зачерненным кружком; чертой показана оценка ошибок. Затененная часть рисунка представляет диапазон значений массы нейтронной звезды, совместимых со всеми данными ($1,2 - 1,6 M_{\odot}$). Существование такого диапазона можно ожидать на основе современных теоретических представлений об образовании нейтронной звезды (см. текст) [474].

ны определения масс, показанные на рис. 9.6. Рис. 9.6 содержит также оценки степени неопределенности этих значений.

б) Пульсары в двойных системах

Для пульсара Халса-Тейлора (PSR 1913 + 16), входящего в двойную систему, из радиоизмерений получена лишь одна функция масс. Другой компонент представляет собой какой-то компактный объект и непосредственно

не наблюдается. Однако высокая точность наблюдений за пульсаром в сочетании с относительно высокой орбитальной скоростью позволили выполнить измерения релятивистского смещения периастра и доплеровского сдвига второго порядка. Они дали еще два соотношения между M_1 , M_2 , a_1 и $\sin i$ дополнительно к уравнениям (9.4.3) и (9.4.6) и позволили получить полные решения для всех параметров. Наилучшие значения масс пульсара и его компаньона таковы [562]¹⁾:

$$M_{\text{пульс}} = 1,41 \pm 0,06 M_{\odot},$$

$$M_{\text{комп}} = 1,41 \pm 0,06 M_{\odot}. \quad (9.4.10)$$

С тех пор обнаружено еще два пульсара, входящих в двойные системы. Однако наблюдения говорят о том, что для них релятивистские эффекты не имеют особой важности, и потому из данных наблюдений, по-видимому, будет определена только функция масс.

Были сделаны оценки пределов масс двух *непульсирующих* рентгеновских источников, входящих в двойные системы (Cyg X-1: $9 \leq M/M_{\odot} \leq 15$; 3U 1700 — 37: $0,6 \leq M/M_{\odot}$). Однако, как будет обсуждаться в разд. 13.5, похоже, что по крайней мере один из этих объектов — Cyg X-1 — должен быть черной дырой.

Рассмотренные выше определения масс приводят к некоторым важным заключениям [33, 302, 458]. Во-первых, современные данные наблюдений совместимы со стандартными теориями гравитации и адронного вещества. Хотя данные еще не настолько точны, чтобы обеспечить выбор определенной модели, уже нижний предел массы пульсара PSR 1913 + 16, равный $M \geq 1,35 M_{\odot}$, весьма важен, так как он исключает из рассмотрения многие мягкие уравнения состояния (например, идеальный вырожденный нейтронный газ, уравнения Гаррисона—Уилера, Хагелорна и др.). Единственное надежное определение массы выше $1,6 M_{\odot}$ позволило бы отбросить все уравнения состояния, показанные на рис. 9.2, за исключением самых жестких.

Во-вторых, все современные определения масс нейтронных звезд совместимы с предположениями, основанными на теории звездной эволюции (см., например, [13, 290]), согласно которым вырожденные ядра всех проэволюционировавших звезд (включая и все нейтронные звезды) должны иметь массы порядка предела Чандрасекара — $1,4 M_{\odot}$. В этом отношении особенно интригующими выглядят результаты для PSR 1913 + 16. Как показано на рис. 9.6, если потребовать одну и ту же массу для всех нейтронных звезд, то это подразумевает $1,2 \leq M/M_{\odot} \leq 1,8$, что опять-таки исключает очень мягкие уравнения состояния.

Прямых измерений радиусов нейтронных звезд не существует. Однако данные наблюдений в сочетании со специальными теоретическими предпо-

¹⁾ См. разд. 13.5; там обсуждается наблюдение эффекта гравитационного излучения от этой системы.

ложениями дают кое-какую информацию. Например, предположения о том, что десять хорошо наблюдаемых барстеров а) излучают как черное тело, б) имеют пиковую светимость, близкую к «эддингтоновскому пределу» ($L_E = 1,3 \cdot 10^{18} M/M_\odot$ эрг/с для звезды массой $\sim 1,4 M_\odot$), и в) расположены симметрично относительно центра Галактики на расстоянии ~ 9 кпс, привели Ван Парадийса к заключению [586], что излучающая поверхность имеет радиус $\sim 8,5$ км. При этом упрощенном анализе не учитывался ряд эффектов, например сильные магнитные поля, рассеяние на электронах и т.п. Это могло привести к занижению полученной оценки примерно в два раза.

Упражнение 9.5. Изучите следствия вывода, что нейтронные звезды могли бы иметь массу $1,4 M_\odot$ и радиус $\sim 8,5$ км в свете данных рис. 9.3.

9.5. МАКСИМАЛЬНАЯ МАССА

Возможность отождествления какого-либо компактного объекта с черной дырой зависит, в частности, от того, позволяют ли имеющиеся данные категорически утверждать, что масса наблюдаемого объекта больше максимально допустимой массы нейтронной звезды (или белого карлика). Однако, как мы видели в разд. 9.3, максимальная масса нейтронной звезды — это чувствительная функция пока еще неизвестного уравнения состояния ядерного вещества. Существуют ли какие-нибудь верхние пределы, которые можно наложить на массу нейтронной звезды и которые не зависят от деталей уравнения состояния в неизвестном режиме высокой плотности? Как ни удивительно, ответ на этот вопрос положительный.

Обсуждая предел массы в этом разделе, мы не учитываем эффект вращения. В следующем разделе будет показано, что он, вероятно, не играет важной роли. В отличие от случая белых карликов вращение не может существенно увеличить максимальную массу нейтронной звезды.

Общий анализ проблемы максимальной массы устойчивой нейтронной звезды был выполнен Родсом и Руффини [480], которые исходили из следующих предположений:

1. Общая теория относительности является точной теорией гравитации. В частности, это означает, что уравнение Оппенгеймера—Волкова определяет равновесную структуру.

2. Уравнение состояния удовлетворяет условию «микроскопической устойчивости»

$$\frac{dP}{d\rho} \geq 0. \quad (9.5.1)$$

Нарушение этого условия приводило бы к спонтанному коллапсу малых элементов вещества.

¹⁾ Эддингтоновский предел обсуждается в разд. 13.7.