

Белые карлики

3.1. РАЗВИТИЕ ТЕОРИИ БЕЛЫХ КАРЛИКОВ

Белые карлики — это звезды, масса которых примерно равна массе Солнца, радиус — порядка 5000 км, а средняя плотность — около 10^6 г/см³. Эти звезды уже сожгли свое ядерное горючее и медленно охлаждаются, теряя остатки своей тепловой энергии.

Теперь нам известно, что в белых карликах гравитации противостоит давление вырожденных электронов. Однако это не всегда было ясно астрономам, хотя компактная природа белых карликов была очевидной уже при самых ранних наблюдениях. Например, масса наиболее хорошо изученного белого карлика Сириус В в двойной системе Сириуса была определена с помощью третьего закона Кеплера, примененного к орбите двойной звезды. Ранние оценки его массы давали значения в диапазоне $0,75—0,95 M_{\odot}$. Его светимость была оценена по наблюдаемому потоку излучения и известному расстоянию и оказалась равной примерно 1/360 светимости Солнца. В 1914 г. У. С. Адамс [4] сделал поразительное открытие, что Сириус В представляет собой белую звезду, которая по спектру не очень сильно отличается от своего «нормального» компаньона — Сириуса А. Приписывая Сириусу В на основе этих спектральных измерений эффективную температуру 8000 К и используя известное выражение для светимости черного тела: $L = 4\pi R^2 \sigma T_{\text{eff}}^4$, можно было сделать вывод, что радиус R этой звезды составляет 18 800 км.

Упомянув о Сириусе В в своей книге «Внутреннее строение звезд», выдающийся астрофизик Артур Эддингтон [179] заключил, что «мы имеем звезду с массой, равной массе Солнца и радиусом намного меньше, чем радиус Урана». Он также сообщил в своей книге о выполненных Адамсом [5] измерениях необычного красного смещения нескольких линий в спектре излучения Сириуса В. Используя общую теорию относительности, можно было по измеренному красному смещению сделать вывод о величине отношения M/R . Тем самым определялся радиус Сириуса В, так как масса уже была известна по измерениям орбиты двойной системы. Красные смещения, полученные Адамсом (хотя и довольно грубо), подтвердили предшествующие оценки R и компактную природу белых карликов. Эддингтон писал в своей книге [179], что «профессор Адамс убил двух птиц одним камнем: он осуществил новую проверку общей теории относительности Эйнштейна и подтвердил наше подозрение, что вещество в 2000 раз более плотное, чем

платина, не только возможно, но и действительно присутствует во Вселенной»¹⁾.

Эддингтон далее утверждал, что белые карлики должны встречаться весьма часто во Вселенной, ибо хотя в то время было твердо установлено существование только трех белых карликов, все три находились очень близко от Солнца. Однако относительно механизма, удерживающего белые карлики от схлопывания, Эддингтон смог только утверждать: «Кажется вероятным, что при столь высоких плотностях обычные газовые законы нарушаются из-за конечных размеров молекул, и я не думаю, что белые карлики ведут себя как идеальный газ».

В августе 1926 г. Дирак [165] сформулировал статистику Ферми—Дирака, основываясь на результатах, полученных Ферми лишь несколькими месяцами раньше. В декабре 1926 г. Фаулер в пионерской работе [202], посвященной компактным звездам, применил статистику Ферми—Дирака для объяснения загадочной природы белых карликов: он отождествил давление, которое удерживало эти звезды от гравитационного коллапса, с *давлением вырожденных электронов*.

Адекватные модели белых карликов, в которых учитывались эффекты специальной теории относительности для уравнения состояния вырожденных электронов, были построены в 1930 г. Чандрасекаром [111, 112]. При этом Чандрасекар сделал важное открытие, что масса белых карликов не может превышать максимального значения около $1,4 M_{\odot}$. Точная величина последнего зависит от химического состава звезды. В честь автора открытия этот максимум называется *чандрасекаровским пределом*. Чандрасекар [113] сразу же осознал важность своего результата. Он писал в 1934 г.: «История звезды малой массы должна существенно отличаться от эволюции звезды большой массы. Для звезды малой массы естественная стадия белого карлика является первым шагом к полному угасанию. Звезда большой массы не может пройти через стадию белого карлика, и приходится искать другие возможности».

В 1932 г. Ландау [337] объяснил существование чандрасекаровского предела. Несколько месяцами позже, узнав об открытии нейтрона, он применил свои аргументы к нейтронным звездам (разд. 9.1).

Роль общей теории относительности в изменении соотношения между массой и радиусом для белых карликов с массами выше $1 M_{\odot}$ впервые обсуждалась Капланом [303]. Он сделал вывод, что эффекты общей теории относительности, по-видимому, приводят к динамической неустойчивости, когда радиус становится меньше $1,1 \cdot 10^3$ км. Общерелятивистская неустойчивость белых карликов была независимо обнаружена также Чандрасекаром в 1964 г. [119].

¹⁾ Результат Адамса для величины красного смещения, а также независимое значение, полученное Муром, согласовались с общей теорией относительности, хотя при этом и было использовано неверное значение радиуса, полученное из наблюдений. Современное положение дел описано в разд. 3.6.

После открытия нейтрона стало ясно [216, 338, 425], что при очень высоких плотностях электроны должны взаимодействовать с протонами, образуя нейтроны вследствие обратного бета-распада. Побудительным стимулом указанных работ послужила идея, что источником энергии нормальных массивных звезд мог бы быть обратный бета-распад в нейтронном ядре. Много позже Шацман [508—510] и независимо Гаррисон и Уилер [259] учли обратный бета-распад в уравнении состояния вещества внутри белых карликов. Шацман, а также Гаррисон, Вакано и Уилер [260] показали, что обратный бета-распад также вызывает динамическую неустойчивость наиболее массивных белых карликов с массой выше $\sim 1 M_{\odot}$ и радиусом меньше $4 \cdot 10^3$ км. Устойчивость не восстанавливается до тех пор, пока фактически все электроны и протоны не будут тесно сжаты вместе. При таких высоких плотностях газ должен состоять почти полностью из нейтронов. В этом состоянии рассматриваемый объект будет иметь массу порядка M_{\odot} и радиус около 10 км. Таким образом, должен существовать новый класс стабильных компактных звезд — это нейтронные звезды, которые были предсказаны в 30-х годах.

На этом мы заканчиваем обзор раннего этапа разработки теории белых карликов. Мы вернемся к этому рассказу в разд. 9.1, где проследим за развитием гипотезы нейтронных звезд.

3.2. НАЧАЛЬНАЯ СТАДИЯ ВЫРОЖДЕНИЯ

В гл. 1 мы представили довольно убедительные данные в пользу того, что конечным состоянием звезды, которая израсходовала свое ядерное горючее, должен быть белый карлик, при условии что эта звезда не очень массивна. Если учесть условия гидростатического равновесия, то можно надежнее проследить судьбу звезды, исчерпавшей ядерное горючее.

Для сферически-симметричного распределения вещества масса внутри сферы радиуса r определяется выражением

$$m(r) = \int_0^r \rho 4\pi r^2 dr, \text{ или } \frac{dm(r)}{dr} = 4\pi r^2 \rho. \quad (3.2.1)$$

Здесь $\rho \approx \rho_0$ — плотность массы покоя, так как рассматривается нерелятивистское вещество. Если звезда находится в устойчивом состоянии, гравитационные силы в каждой точке уравниваются силами давления. Чтобы вывести уравнение, описывающее гидростатическое равновесие, рассмотрим бесконечно малый элемент жидкости, лежащий между r и $r + dr$ и имеющий площадь поверхности, перпендикулярной радиусу, равную dA . Гравитационное притяжение между $m(r)$ и массой $dm = \rho dA dr$ такое же, как если бы $m(r)$ была сосредоточена в центре, наружная же масса не оказывает никакого воздействия на dm . Действующая на dm суммарная сила давления, направленная наружу, равна $-[P(r + dr) - P(r)]dA$, так что в равновесии

$$-\frac{dP}{dr} dr dA = \frac{Gm(r)}{r^2} dm$$