вырожденная конфигурация, составляющая основную массу звезды, является изотермической. В отличие от этого, внешняя оболочка звезды, состоящая из обычного идеального газа, находится в лучистом равновесии и характеризуется быстрым повышением температуры с глубиной. Естественно поэтому допустить, что внутренняя температура белого карлика совпадает с температурой промежуточного слоя, расположенного между невырожденной оболочкой звезды и ее внутренним ядром. Простой расчет показывает, что эта температура удовлетворяет приближенному соотношению $T^{3,5} \sim \frac{L}{M}$ и зависит от молекулярного веса вещества оболочки и от параметра μ_e. Положив $M = M_\odot$ и принимая $x_H = 0$, $x_{He} = 0{,}9$ и, следовательно, $\mu = 1{,}38$, $\mu_e = 2$, Шварцшильд [5] находит следующую зависимость температуры от светимости звезды:

$$\frac{L}{L_\odot} = 10^{-2} \qquad 10^{-3} \qquad 10^{-4}$$

$$T = 17 \cdot 10^6 \qquad 9 \cdot 10^6 \qquad 4 \cdot 10^6\ ^\circ K$$

Источником энергии белых карликов могут служить термоядерные реакции, в процессе которых происходит выгорание остатков водорода в веществе звезды. Однако М. Шварцшильд считает такую гипотезу малоправдоподобной. Гравитационное сжатие возможно только на ранних стадиях эволюции белых карликов, когда состояние электронной компоненты звездного вещества еще не достигло полного вырождения, поскольку при достижении последнего имеется, как мы видели, однозначное соответствие между массой и радиусом конфигурации.

Не может также быть источником энергии и теплота электронного газа, так как в случае статистики Ферми — Дирака все состояния с малой энергией уже замещены, а их дополнительное заселение противоречит запрету Паули.

Единственным источником энергии может, вероятно, служить только тепловое движение атомных ядер, составляющих обычный идеальный газ, далекий от состояния вырождения. Этот источник способен поддерживать излучение белых карликов в течение весьма больших промежутков времени. Шварцшильд вычисляет время, прошедшее после прекращения термоядерной генерации энергии до современного состояния белого карлика. Принимая указанный химический состав и полагая $M = M_\odot$, он приходит к выводу, что для звезд со светимостями 10^{-2}, 10^{-3} и 10^{-4} $L_\odot$ это время составляет $0{,}3 \cdot 10^9$, $1{,}6 \cdot 10^9$ и $8 \cdot 10^9$ лет соответственно.

8. **Сверхплотные звездные конфигурации.** Можно думать, что теория Чандрасекара, основанная на законе тяготения Ньютона и на уравнении состояния идеального газа Ферми, в общем хорошо описывает особенности строения звезд типа белых карликов. Однако

применение ее к очень плотным звездным конфигурациям (в частности, вывод верхней границы массы белых карликов) является недопустимой экстраполяцией, поскольку в области достаточно высоких плотностей нарушается как закон Ньютона, так и принятое в теории Чандрасекара уравнение состояния звездного вещества.

В главе V, рассматривая внутреннее решение Шварцшильда для сферической конфигурации, состоящей из сжимаемой среды, мы показали, что условие равновесия конфигурации имеет вид (см. (5,9,8))

$$\frac{dp}{dr} = -\frac{\gamma M(r)\rho}{r^2}\left(1+\frac{p}{c^2\rho}\right)\left(1+\frac{4\pi r^3 p}{c^2 M(r)}\right)\left(1-\frac{2\gamma M(r)}{c^2 r}\right)^{-1}, \tag{7,8,1}$$

где $M(r)$ представляет собой функцию, удовлетворяющую уравнению

$$\frac{dM(r)}{dr} = 4\pi r^2\rho. \tag{7,8,2}$$

При плотностях известных в настоящее время звезд, включая белые карлики, внутренние поля гравитации остаются слабыми, и поэтому эффектами ОТО можно пренебречь: релятивистское условие равновесия (7,8,1) переходит в обычное уравнение гидростатики

$$\frac{dp}{dr} = -\frac{\gamma M(r)\rho}{r^2},$$

отвечающее закону тяготения Ньютона. В случае же очень плотных конфигураций, когда внутренние поля могут быть весьма сильными, релятивистские эффекты приобретают существенное значение, вследствие чего необходимо применять закон гидростатики в форме (7,8,1).

Как уже сказано, при высоких плотностях нарушается и уравнение состояния (7,6,3).

Вопрос об уравнении состояния сильно уплотненного «холодного» вещества требует специального рассмотрения, которое не входит в нашу задачу. Отметим здесь, что уравнение Чандрасекара, применяемое в теории строения белых карликов, относится к плотностям до 10^7 *г · см*$^{-3}$. Детальное исследование вопроса о соотношении между плотностью и гидростатическим давлением для широкого диапазона плотностей выполнено Гаррисоном, Уилером и Вакано. Результаты его в виде аналитических аппроксимаций, относящихся к различным областям плотностей, и в форме подробной таблицы изложены в специальной монографии, посвященной строению сверхплотных конфигураций и проблеме гравитационного коллапса [7]. Можно отметить также работу Г. С. Саакяна и Ю. Л. Вартаняна, в которой изучается уравнение состояния реального газа [8].

В дальнейшем уравнение состояния в форме $p = f(\rho)$ будем считать заданным для всего диапазона плотностей.

Соотношения (7,8,1), (7,8,2) вместе с законом состояния образуют систему двух дифференциальных уравнений первого порядка, интегрирование которой требует задания двух начальных условий. Одно из них имеет вид $M(r) = 0$ при $r = 0$. В качестве второго условия удобно задать центральное значение плотности ρ_0, которое может служить основным параметром равновесной конфигурации. Принимая различные значения ρ_0, можно получить все возможные равновесные конфигурации, отвечающие принятому уравнению состояния.

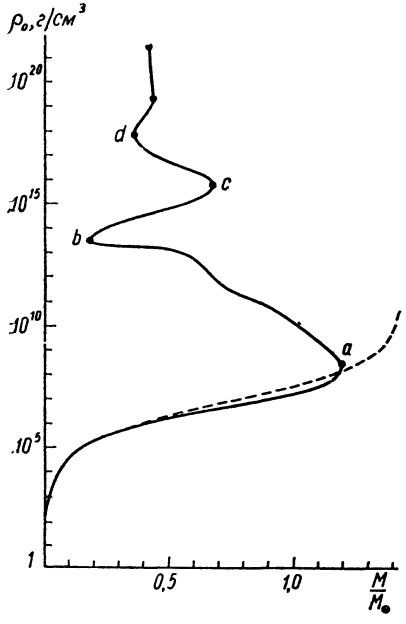

Рис. 28.

Численное интегрирование уравнений (7,8,1), (7,8,2) ведется от центра и продолжается до точки, в которой давление равно нулю. Тем самым принятое значение ρ_0 определяет радиус r_1 и массу M конфигурации. Принципиальных затруднений интегрирование не представляет, и потому описывать его подробно нет необходимости. На рис. 28 показана кривая Гаррисона — Вакано — Уилера [7], выражающая зависимость массы от центральной плотности для равновесной конфигурации, состоящей из холодного вещества. Сходную форму имеет кривая Саакяна — Вартаняна, вычисленная для уравнения состояния реального холодного газа [9].

Подробное исследование показывает, что устойчивым равновесиям соответствуют только два участка кривой: область до точки a и отрезок bc; для остальных частей графика равновесие оказывается неустойчивым, и потому они не могут отвечать физически возможным звездным конфигурациям.

Следует отметить, что существование точек a и b, отделяющих области устойчивых конфигураций от неустойчивых, еще в 30-е годы предсказал Ландау. Точку a можно назвать пределом Чандрасекара, поскольку она соответствует верхней границе белых карликов. Кривая Чандрасекара, построенная по данным табл. 5, изображена пунктирной линией. Отклонение последней от сплошной линии обусловлено тем, что при очень больших плотностях нару-

шается как уравнение состояния (7,6, 2), (7,6,3) так и положенный в основу теории Чандрасекара закон тяготения Ньютона. Точку *c* уместно назвать пределом Оппенгеймера — Волкова, которые в 1939 г. впервые построили теорию сверхплотных звездных конфигураций, основанную на условии равновесия ОТО [10]. Область *bc* соответствует гипотетическим нейтронным звездам, вопрос о существовании которых приобрел в последнее время большой интерес в связи с открытием дискретных источников космического рентгеновского излучения и особенно после открытия так называемых пульсаров.

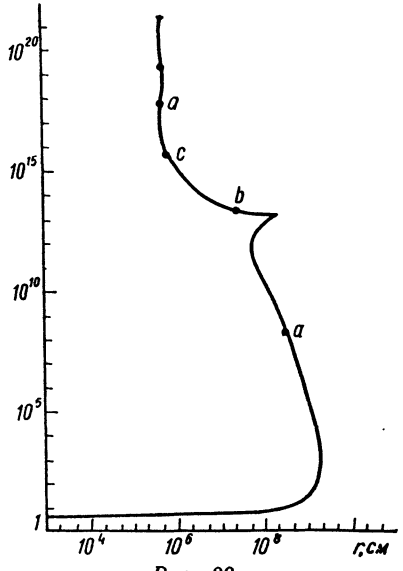

Рис. 29.

Центральная плотность определяет также радиус равновесной конфигурации. На рис. 29 приведена кривая [7], выражающая эту зависимость графически. Отмеченные на чертеже точки соответствуют обозначениям, принятым на рис. 28. Часть кривой до точки *a* отвечает белым карликам, отрезок *bc* — нейтронным звездам. Мы видим, что нейтронные звезды должны быть очень плотными небесными телами с радиусами, измеряемыми десятками километров, и со средними плотностями до 10^{15} *г · см*$^{-3}$ и более. Поле тяготения вблизи звезды такого типа должно быть весьма сильным: у поверхности звезды гравитационный потенциал может составить десятые доли c^2.

Вопросам строения сверхплотных конфигураций посвящены в последние годы многочисленные исследования. Из обзорных работ, кроме монографии [7], следует назвать книгу Я. Б. Зельдовича и И. Д. Новикова [11], в которой содержится ряд важных оригинальных результатов.

Открытие сверхплотных звезд представило бы большой научный интерес. Однако, если такие звезды существуют в действительности, обнаружить их современными средствами чрезвычайно трудно.

Для определенности рассмотрим нейтронную звезду с радиусом порядка 10^6 *см*. По имеющимся оценкам, эффективная температура такой звезды в начальной стадии ее эволюции может быть около 10^6 °К, вследствие чего при указанном радиусе светимость должна составить $\sim 10^{33}$ *эрг/сек*, что близко к светимости Солнца. Однако

почти вся энергия излучения относится к области мягких рентгеновских лучей, поскольку максимум излучения при температуре около 1 млн. *град* приходится приблизительно на 40 Å. В области 3000—10 000 Å, доступной обычным астрономическим наблюдениям, излучение звезды составляет лишь миллионные доли светимости Солнца. В этих условиях нейтронную звезду можно надеяться обнаружить только по ее рентгеновскому излучению. При этом она будет доступна наблюдению относительно недолго, так как ее охлаждение должно протекать весьма быстро, и за 10^4—10^5 лет температура звезды значительно понизится. При эффективной температуре Солнца максимум излучения находится в области 4600 Å, но светимость звезды с радиусом $\sim 10^6$ *см* составит всего 10^{-7}, 10^{-8} солнечной.

Указывалось, что нейтронная звезда, окруженная рассеянной материей, может долгое время поддерживать рентгеновское излучение за счет аккреции — падения вещества с весьма большими скоростями, возникающими в поле тяжести звезды. Благодаря аккреции поверхностная температура долго остается очень высокой, вследствие чего вероятность наблюдения рентгеновского излучения звезды значительно возрастает.

В последнее время высказывалась гипотеза о том, что с нейтронными звездами могут быть связаны так называемые пульсаторы — недавно открытые источники радиоизлучения, отличающиеся большой правильностью и высокими частотами повторения импульсов. До сих пор было обнаружено около трех десятков пульсаторов, большинство которых имеет периоды повторения импульсов от 0,25 до 2 *сек*. Осенью 1968 г. открыт пульсатор, посылающий импульсы через каждые 0,033 *сек*. Согласно указанной гипотезе, ритмичность и высокая регулярность импульсов обусловлены радиальными пульсациями и собственным вращением нейтронных звезд.

9. Гравитационный коллапс. Мы видели, что звезды, лишенные внутренних источников энергии, могут находиться в устойчивом равновесии лишь в том случае, если их массы не превосходят предела Чандрасекара, составляющего около 1,22 $M_\odot$. При бо́льших массах устойчивость звезд обеспечивается термоядерной генерацией энергии в их недрах. Однако и в этом случае существует верхний предел массы, за которым устойчивость звездной конфигурации вновь нарушается.

Возмущение звездной конфигурации может вызвать пульсации — последовательные расширения и сжатия звезды вокруг состояния ее равновесия. Частота таких колебаний по порядку определяется формулой $\omega^2 \simeq \frac{\gamma M}{r_1^3}$; для Солнца период пульсаций составляет $\sim 10^2$ *сек*. Подробное изучение колебаний показывает, что они вызывают в звезде процессы, одни из которых противодей-