

тронных звезд, основанные на данных наблюдений, по-видимому, исключают мягкие уравнения состояния типа Хагедорна для плотностей, превышающих $\rho_{\text{нuc}}$ не более чем в несколько раз. Эти уравнения предсказывают верхний предел масс нейтронных звезд $\leq 0,7M_{\odot}$, что гораздо ниже «наблюдаемых» величин (см. гл. 9). Разумеется, такие наблюдения не дают никакой информации о применимости уравнения состояния Хагедорна при очень высоких плотностях $\rho \gg \rho_{\text{нuc}}$, которые едва ли существуют в стабильных нейтронных звездах.

8.14. НЕРЕШЕННЫЕ ВОПРОСЫ:

КВАРКОВАЯ МАТЕРИЯ

Появляется все больше указаний на то, что фундаментальными элементами всех сильно взаимодействующих частиц (например, N , Δ , π , ρ , ...) являются кварки. Если это верно, то теория кварков должна быть положена в основу любого фундаментального описания ядерной материи при высокой плотности. Нуклоны начинают «соприкасаться» при концентрации барионов порядка $(4\pi r_n^3/3)^{-1}$, что соответствует плотности, которая в несколько раз превосходит $\rho_{\text{нuc}}$; здесь $r_n \sim 1$ Фм — характерный радиус нуклона. Можно представить себе, что при более высоких плотностях в материи должен происходить фазовый переход, при котором кварки начинают «выдавливаться» из нуклонов. В результате получится кварковая материя — вырожденная ферми-жидкость.

Кварки никогда еще не наблюдались в свободном состоянии, поэтому полагают, что они постоянно связаны внутри адронов силами, которые возрастают при удалении кварков друг от друга. Однако современная теория кварковых взаимодействий («квантовая хромодинамика») указывает, что при сближении кварков действующие между ними силы становятся сколь угодно малыми («асимптотическая свобода»). В связи с этим было высказано предположение [145], что при достаточно высоких плотностях кварковую материю можно в первом приближении рассматривать как идеальный релятивистский ферми-газ. Если это правильно, то какова должна быть асимптотика уравнения состояния? Этим вопросом мы сейчас и займемся.

Слабые взаимодействия могут преобразовывать одни кварки в другие, отличающиеся «ароматом». В нейтронных звездах пороговый уровень, по-видимому, может быть превышен только для трех наиболее легких кварков u , d и s (см. приложение Д). Распады кварков имеют вид

$$\begin{aligned} d &\rightarrow u + l + \bar{\nu}, \\ s &\rightarrow u + l + \bar{\nu}. \end{aligned} \tag{8.14.1}$$

Здесь l означает e^- или μ^- , а $\bar{\nu}$ — соответствующее антинейтрино. Предполагая, что вещество находится в равновесии относительно β -распада и, как обычно, пренебрегая нейтрино, получаем

$$\mu_d = \mu_u + \mu_l, \quad (8.14.2)$$

$$\mu_s = \mu_u + \mu_l. \quad (8.14.3)$$

Для ультрарелятивистского вырожденного ферми-газа имеем

$$n_i \propto g_i \mu_i^3, \quad (8.14.4)$$

где

$$g_i = 6, \quad i = u, d, \text{ или } s,$$

$$g_i = 2, \quad i = l. \quad (8.14.5)$$

Множитель 6 для кварков возникает как произведение двух спиновых состояний на три «цветных» состояния для каждого кварка¹⁾. Таким образом, формулы (8.14.2)—(8.14.4) дают

$$\mu_d = \mu_s \quad \text{and} \quad n_d = n_s. \quad (8.14.6)$$

Равновесие между μ^- и e^- приводит к уравнениям²⁾

$$\mu_\mu = \mu_e \equiv \mu_l,$$

$$n_\mu = n_e \equiv n_l. \quad (8.14.7)$$

Условие электронейтральности имеет вид

$$\frac{2}{3}n_u - \frac{1}{3}n_d - \frac{1}{3}n_s - n_\mu - n_e = 0 \quad (8.14.8)$$

¹⁾ Краткая сводка сведений о кварках и элементарных частицах дана в приложении Д.

²⁾ При $\mu_e < m_\mu c^2$ мюонов нет, и формула (8.14.7) заведомо неверна. Однако равновесное распределение (8.14.14) при этом не меняется.

и приводится к следующему:

$$n_u - n_s - 3n_l = 0. \quad (8.14.9)$$

Используя формулы (8.14.3) и (8.14.4), получаем

$$\left(\frac{n_s}{6}\right)^{1/3} = \left(\frac{n_u}{6}\right)^{1/3} + \left(\frac{n_l}{2}\right)^{1/3}. \quad (8.14.10)$$

Вводя параметры

$$x = \frac{n_e}{n_s}, \quad y = \frac{n_u}{n_s}, \quad (8.14.11)$$

находим из формул (8.14.9) и (8.14.10)

$$y - 1 = 3x, \quad (8.14.12)$$

$$1 = y^{1/3} + (3x)^{1/3}. \quad (8.14.13)$$

Единственное вещественное решение этих уравнений: $J=1$, $x=0$. Итак, в асимптотике имеем

$$n_u = n_s = n_d, \quad n_e = n_\mu = 0. \quad (8.14.14)$$

Основная черта этой модели состоит в том, что при высокой плотности применимы результаты, относящиеся к свободным ультрарелятивистским частицам, т.е.

$$P \rightarrow \frac{1}{3}\rho c^2, \quad \rho \rightarrow \infty. \quad (8.14.15)$$

Это сравнительно мягкое уравнение состояния.

При конечных плотностях следует учитывать взаимодействия между кварками. При умеренно высоких плотностях можно использовать разложение по константе сильного взаимодействия α_s , так как кварки асимптотически свободны. Однако при более низких плотностях вступает в силу удержание кварков. Одной из популярных феноменологических моделей является модель «мешка», предложенная в Массачусетском технологическом институте [128]. В этой модели составляющие нуклон кварки заключены в конечной области пространства, «мешке», объем которого поддерживается некоторым удерживающим давлением $B > 0$, называемым «константой мешка» (иными словами, B — плотность энергии, необходимая, чтобы держать мешок «надутым»). Наблюдаемые массы адронов получаются в

этой модели с разумной точностью, если $m_u = m_d \sim 0$, $B \approx 55 \text{ МэВ}/\text{Фм}^3$, $\alpha_s \equiv g_s^2/16\pi d_c \approx 0,55$, где g_s — константа связи глюона с кварками. Плотность энергии кварковой материи определяется при этом вкладом невзаимодействующих фермионов ($\propto n^{4/3}$), который складывается с величиной B .

Вычисления, относящиеся к фазовому переходу, при котором чисто нейтронная материя переходит в кварковую, были выполнены в ряде работ [50, 121, 308]. Для всех рассмотренных уравнений состояния нейтронной материи этот фазовый переход происходит при плотностях, превышающих максимальную плотность устойчивой нейтронной звезды¹⁾. Однако модель мешка — всего лишь феноменология, и пока наше понимание сильных взаимодействий носит довольно предварительный характер. Вопрос о том, существуют ли «кварковые звезды», пока не решен.

¹⁾ Другая модель дана, например, в работе [192].