



Рис. 8.56. Типичные уравнения состояния для холодного вырожденного вещества при плотностях выше $\rho_{\text{плос}} = 2,8 \cdot 10^{14}$ г/см³. Обозначения даны в табл. 8.2. (Пс работе Арнетта и Бауэrsa [20].)

8.11. НЕРЕШЕННЫЕ ВОПРОСЫ: Δ -РЕЗОНАНС

Существует целый ряд неприятных вопросов, требующих для своего ответа сложных вычислений, которые следовало бы решить, чтобы понять, каково уравнение состояния, например, при плотностях около $2\rho_{\text{плос}}$. Некоторые из них (например, схемы многочастичных вычислений) уже были упомянуты выше. Хотя в данной книге едва ли уместно входить в детали этой проблемы, мы хотели бы все же сформулировать некоторые вопросы и указать, в какую сторону могут изменить уравнение состояния различные неучтенные эффекты.

Один из нерешенных вопросов относится к Δ -резонансу, возбужденному состоянию нуклона, которое имеет массу 1236 МэВ и квантовые числа $t = 3/2$, $J = 3/2$. В результате пионного обмена между двумя нуклонами могут возникнуть виртуальные промежуточные состояния, такие, как NN , $N\Delta$

ТИПИЧНЫЕ УРАВНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ ВЫШЕ ТОЧКИ ОБРАЗОВАНИЯ
НЕЙТРОННЫХ КАПЕЛЬ

Уравнение состояния	Диапазон плотностей, г/см ³	Состав	Взаимодействия	Многочастичная теория
Идеальный нейтронный газ; Оппенгеймер — Волков [427] (OV)	$0 \leq \rho \leq \infty$	n	Отсутствуют	Невзаимодействующие нейтроны
Бейм, Бете и Петик [55] (BBP)	$4,3 \cdot 10^{11} < \rho \leq 5 \times 10^{14}$	e^-, n и равновесные ядра	Потенциал Рейда с мягким кором	Массовая формула для ядер, построенная по модели сжимаемой жидкой капли
Рейд [443] (R)	$\rho > 7 \cdot 10^{14}$	n	Потенциал Рейда с мягким кором, приспособленный к ядерной материи	Вариационный принцип, применяемый к корреляционным функциям
Бете и Джонсон [64] (BJ)	$1,7 \cdot 10^{14} \leq \rho \leq 3,2 \times 10^{16}$	$n, p, \Lambda, \Sigma^{\pm,0}, \Delta^{\pm,0}, \Delta^{++}$	Модифицированный потенциал Рейда	Ограниченный вариационный метод
Тензорное взаимодействие [444] (TI)	$\rho > 8,4 \cdot 10^{13}$	n	Ядерное притяжение, связанное с тензорными силами от пионного обмена	Ограниченный вариационный метод
Трехнуклонное взаимодействие [207] (TNI)	$\rho > 1,7 \cdot 10^{14}$	n	Двух- и трехнуклонные взаимодействия	Ограниченный вариационный метод
Среднее поле [445] (MF)	$\rho > 4,4 \cdot 10^{11}$	n	Ядерное притяжение, вызванное скалярным обменом	Приближение среднего поля, вариационный метод
Релятивистское среднее поле [595] (RMF)	$\rho > 1,7 \cdot 10^{14}$	n	Релятивистское среднее скалярное поле и векторный обмен, описывающий ядерную материю	Приближение релятивистского среднего поля

или Δ . Как указано в работе [237], процессы, в которых обмен пионами вызывает притяжение, будут подавляться в плотной ядерной среде из-за изменения энергии промежуточного состояния, а также вследствие принципа Паули (так как многие из этих состояний уже заняты). Соответственно следует уменьшить некоторые из дающих притяжение составляющих в обычных двухчастичных феноменологических потенциалах, которые подбираются для описания данных о нуклон-нуклонном рассеянии в свободном пространстве. Поэтому уравнения состояния будут жестче, чем то, которое получается со свободными потенциалами.

В работе [506] дано иное объяснение этого эффекта. Наличие плотной окружающей среды меняет собственную энергию Δ -резонанса и приводит к *возрастанию* этой энергии на величину ≥ 200 МэВ. Соответствующий химический потенциал можно записать в виде

$$\mu_{\Delta} = (p_F^2 c^2 + m_{\Delta}^2 c^4)^{1/2} + U(p_F) \equiv (p_F^2 c^2 + m_{\Delta}^*{}^2 c^4)^{1/2}, \quad (8.11.1)$$

где $U(p_F)$ включает поправки к собственной энергии и $m_{\Delta}^* > m_{\Delta}$ — эффективная масса. Возрастание эффективной массы Δ -резонанса понижает концентрацию и потому делает уравнение состояния при высоких плотностях более жестким.

В чисто нейтронной материи этот эффект выражен более ярко, чем в симметричной ядерной материи. Причина состоит в том, что nn -системы имеют изоспин $T=1$, а np -системы — изоспин $T=1$ или 0 (см. табл. 8.1). Однако в преобладающем процессе, в котором рождается система $N\Delta$, изоспин может принимать только значения 1 или 2 (поскольку изоспин Δ равен $3/2$), так что этот процесс может происходить только в канале с $T=1$.

Учет Δ -резонанса помогает понизить плотность насыщения для симметричной ядерной материи, так как при этом возникает отталкивание в состоянии с $T=1$, если $\rho \geq \rho_{\text{нuc}}$. Увеличение жесткости уравнения состояния для нейтронных звезд приводит к понижению плотности и увеличению радиуса при данной массе.

8.12. НЕРЕШЕННЫЕ ВОПРОСЫ: ПИОННАЯ КОНДЕНСАЦИЯ

Если пренебречь эффектами сильных взаимодействий между пионами и нуклонами, то отрицательно заряженные пионы могут образовываться в плотной ядерной материи в результате реакции



лишь при условии, что разность $\mu_n - \mu_p = \mu_e$ превосходит массу покоя π^- -мезона, $m_{\pi} = 139,6$ МэВ. Как было показано, $\mu_e \sim 100$ МэВ при $\rho \sim \rho_{\text{нuc}}$, так что появления π^- -мезонов можно ожидать при несколько более высоких плотностях. Это должно приводить по меньшей мере к двум важным следствиям: уравнение состояния станет более *мягким* и скорость остывания нейтронной звезды, вызванного излучением нейтрино, увеличится¹⁾.

¹⁾ Остывание нейтронных звезд рассматривается в гл. 11.