

Отсюда следует, что в равновесии с ними находится количество электронов, которое обеспечивает $E_F = 24 \text{ Мэв}$, т. е. $n_e = 6 \cdot 10^{29} \cdot (48^3) = 7 \cdot 10^{34} \text{ 1/см}^3$. При этом $P = 6,6 \cdot 10^{29} \text{ дин/см}^2$. Считая для этих ядер $Z/A = 1/4$ (как у He^8), найдем ту часть общей плотности вещества, которая зависит от ядер,

$$\rho = n \frac{A}{Z} \cdot \frac{1}{\alpha} = 4 \cdot 7 \cdot 10^{34} / 6 \cdot 10^{23} = 4 \cdot 10^{11} \text{ г/см}^3.$$

Следовательно, при общей плотности ρ , превышающей $4 \cdot 10^{11} \text{ г/см}^3$, что соответствует давлению $6,6 \cdot 10^{29} \text{ дин/см}^2$, в равновесии находится нейтронный газ с $\rho_n = \rho - 4 \cdot 10^{11} \text{ г/см}^3$, электроны с плотностью $n = 7 \cdot 10^{34} \text{ см}^{-3}$ и ядра, предельно перегруженные нейтронами: их плотность есть $\rho = 4 \cdot 10^{11} \text{ г/см}^3$).

В литературе можно встретить предположение, что вещество в этих условиях ($4 \cdot 10^{11} < \rho < 3 \cdot 10^{13} \text{ г/см}^3$) можно рассматривать как смесь или равномерный раствор, состоящий из нейтронов и протонов. В действительности, до тех пор, пока общая плотность вещества меньше ядерной, несомненно, что протоны не распределены равномерно, а соединены с соответствующим числом нейтронов в такие ядра, которые дают максимальную энергию связи Q_p на один протон при произвольном числе нейтронов. В ядре He^4 $Q_p = 14 \text{ Мэв}$, в стабильном C^{12} $Q_p = 15,3 \text{ Мэв}$, но в C^{16} $Q_p = 18,5 \text{ Мэв}$, в радиоактивном ядре S^{38} $Q_p = 20 \text{ Мэв}$, в Cu^{49} $Q_p = 21 \text{ Мэв}$. Эти величины еще не максимальны, поскольку на опыте не получены предельно перегруженные ядра. Теоретическая экстраполяция, принимающая во внимание ядерные силы, дает $Q_p = 30 \text{ Мэв}$ в Ti^{72} и $Q_p = 36,5 \text{ Мэв}$ в C^{22} . Графики, показывающие плотность атомных ядер, протонов, электронов и нейтронов показаны на рис. 30а (стр. 217) [по Камерону (1970)]**).

§ 6. Свойства нейтронного газа

В первом приближении будем рассматривать свободные нейтроны как идеальный газ, т. е. на время забудем о взаимодействии нейтронов с оставшимися ядрами и между собой. Учтем, однако, что нейтроны подчиняются статистике Ферми.

Для нейтронного газа ферми-импульс $p_F = m_e c (\rho_n / 10^6)^{1/3}$, где $\rho_n = \rho - 4 \cdot 10^{11}$; при ядерной плотности $\rho_n = 2 \cdot 10^{14}$ получим $p_F = 450 m_e c = m_n c / 4$, где m_n — масса нейтрона. Таким образом, хотя и приближенно, нейтроны еще можно считать нереляти-

*) Это справедливо до плотностей порядка $3 \cdot 10^{13} \text{ г/см}^3$, при которых ферми-энергия и взаимодействие свободных нейтронов становятся существенными

**) В последнее время Бете и др. (1970) рассмотрели этот вопрос подробнее.

вистскими и $E_F = P_F^2 / 2M = 1/32 m_n c^2 = 30 \text{ Мэв}$ при $\rho_n \approx \approx 2 \cdot 10^{14} \text{ г/см}^3$. При $\rho < 2 \cdot 10^{14} \text{ г/см}^3$ получим выражение давления нерелятивистского идеального нейтронного ферми-газа

$$P_n = \frac{2}{3} E_n = \frac{2}{3} \cdot \frac{3}{5} \cdot E_F n = 5,5 \cdot 10^9 \rho_n^{5/3}. \quad (6.6.1)$$

Полное давление равно сумме давления электронного газа с $E_F = 24 \text{ Мэв}$ и нейтронного ферми-газа. Таким образом,

$$P = 6,6 \cdot 10^{29} + 5,5 \cdot 10^9 (\rho - 4 \cdot 10^{11})^{5/3}. \quad (6.6.2)$$

Поучительно определить ту плотность, при которой сравнивается давление нейтронов и электронов. Из (6.6.2) получаем

$$\rho_n = 1,1 \cdot 10^{12} \text{ г/см}^3, \quad \rho = 1,5 \cdot 10^{12} \text{ г/см}^3.$$

При ядерной плотности $\rho = 2 \cdot 10^{14} \text{ г/см}^3$ давление нейтронов равно $3,5 \cdot 10^{33} \text{ дин/см}^2$, в 5000 раз больше давления электронов; концентрация нейтронов в ~ 2000 раз больше концентрации электронов и в пятьсот раз больше концентрации ядер, присутствующих в веществе при этой плотности.

Однако при ферми-энергии нейтронов 30 Мэв уже изменилось условие, определяющее граничную энергию электронов. В самом деле, при реакции $e^- + p = n + \nu$ теперь нужно не только затратить энергию связи, приходящуюся на один протон (*), равную 24 Мэв (см. выше § 5), но и поместить образовавшийся нейтрон на верх нейтронного ферми-распределения, израсходовав еще 30 Мэв (раньше, когда эта энергия была меньше 24 Мэв , мы ею пренебрегали; она меняется как $\rho_n^{2/3}$). Поэтому следует ожидать, что ферми-энергия электронов повысится до 54 Мэв ; соответственно получим плотность ядер не $4 \cdot 10^{11} \text{ г/см}^3$, а $5 \cdot 10^{12} \text{ г/см}^3$ (2,5% ρ_n), концентрация электронов 0,6% концентрации нейтронов, давление электронов $1,6 \cdot 10^{31}$ (0,7% P) — все при общей плотности

$$\rho \cong \rho_n = 2 \cdot 10^{14} \text{ г/см}^3.$$

Приведенные выше численные соотношения и формулы следует, однако, рассматривать только как оценки порядков величин по той причине, что выше не учтено взаимодействие нейтронов.

*) Следует помнить, что мы не говорим о свободных протонах! Более точно мы должны писать $e^- + (Z, A) \rightleftharpoons (Z-1, A) + \nu$ или $e^- + (Z, A) \rightleftharpoons (Z-1, A') + (A + A') n + \nu$. Нужно рассматривать превращение связанного в ядре протона, которое может сопровождаться испусканием одного или нескольких свободных нейтронов. Обратный процесс есть бета-распад «на лету»: нейтрон, который первоначально не связан в ядро, подвергается распаду в связанный протон, $n + (Z, A) = (Z+1, A+1) + e^- + \bar{\nu}$, причем освобождаемая энергия включает в себя энергию связи протона.

Непосредственное наблюдение рассеяния нейтрона на нейтроне в настоящее время неосуществимо. Косвенно о взаимодействии нейтронов можно судить по реакциям типа $\pi^- + D = n + p$ и $\pi^- + D = n + p + \pi^0$, $\gamma + D = n + p + \pi^+$, а также по взаимодействию нейтронов с ядрами, вычитая вклад протонов, присутствующих в ядрах. Но существует более мощный, хотя и не прямой, подход к проблеме.

Изучение ядер привело к формулировке принципа изотопической инвариантности (ниже кратко ПИИ). Для наших целей формулировка ПИИ такова: ядерное взаимодействие протонов и нейтронов в одинаковых состояниях в точности одинаково.

Понятие квантовомеханического состояния включает в себя энергию, орбитальный момент L и спиновый момент системы S . В частности, одинаково взаимодействие $p + p$ (двух протонов между собой), $p + n$ (протон — нейтрон) и $n + n$ (два нейтрона) — в одинаковом состоянии с $L = 0$ и $S = 0$ при одинаковой энергии. Здесь нужно сделать две оговорки: 1) одинаково ядерное взаимодействие, но электромагнитное взаимодействие не удовлетворяет принципу ПИИ и различно; это различие легко учесть; 2) протон и нейтрон в смысле принципа Паули представляют собой различные частицы, поэтому например, для системы $p + n$ разрешено состояние $L = 0$, $S = 1$ (с параллельными спинами p и n), а для $p + p$ и для $n + n$ это состояние запрещено. Поэтому не удивительно, что $p + n$ могут образовать связанную систему — дейтрон D (именно в состоянии с $L = 0$, $S = 1$), а $p + p$ и $n + n$ такой системы не образуют. Экспериментальные исследования показали, что в системах $p + p$ и $p + n$ не существует связанных состояний с $L = 0$, $S = 0$; в частности, хорошо известно, что не существует ядра $2p = He^2$, и возбужденного, связанного состояния дейтрона с нулевым спином. Отсюда можно заключить, что не существует также связанного состояния двух нейтронов.

При изучении процесса рассеяния нейтронов на протонах можно выделить две ситуации: спины нейтрона и протона параллельны (так что полный спин $S = 1$) и рассеяние с антипараллельными спинами ($S = 0$). Второй процесс подтверждает отсутствие какого-либо связанного состояния для $S = 0$ и дает информацию о потенциале взаимодействия. Его можно аппроксимировать ямой глубины ~ 20 Мэв и размером $r_0 \approx 10^{-13}$ см; при этих значениях как раз исчезает связанное состояние. Отсутствие связанных состояний в системе с притяжением является чисто квантовомеханическим эффектом. Это качественное следствие принципа неопределенности Гейзенберга. В рыхлой системе (с большим средним расстоянием между нейтронами) вероятность того, что нейтроны взаимодействуют, мала; в плотной же системе кинетическая энергия нейтронов слишком сильно возрастает, и нет состояния с отрицательной полной энергией.

Опыт показывает, хотя и с меньшей уверенностью, что не существует и связанного состояния n^4 (тетранейтрона); см., например, обзор Базя, Гольданского и Зельдовича (1965).

Однако притяжение нейтронов между собой должно существенно (в несколько раз) понизить давление нейтронного газа по сравнению с давлением идеального ферми-газа*). В области плотностей, меньших ядерной, до $\sim 5,2 \cdot 10^{13}$ г/см³ играет роль только взаимодействие пар нейтронов в состоянии с $L = 0$; условия задачи весьма просты и тем не менее задача о состоянии нейтронного газа даже в такой постановке до сих пор не решена точно.

Из размерности следует*), что в широкой области $10^{11} < \rho < 2 \cdot 10^{13}$ г/см³

$$P_n = \beta \cdot 5,5 \cdot 10^9 \rho_n^{5/3},$$

где β — постоянный численный коэффициент ($\beta < 1$), неизвестного знака (нет уверенности в том, что $\beta > 0$), но не зависящий от плотности.

При дальнейшем увеличении плотности начинает сказываться более сложный характер ядерных сил. Кроме столкновений пар нейтронов с $L = 0$, при большой плотности играют роль и столкновения с $L = 1, 2, \dots$ Малая плотность ($\rho < 2 \cdot 10^{13}$ г/см³) соответствует малой энергии сталкивающихся нейтронов, $E_F < 10$ Мэв, и можно было рассматривать взаимодействие только с $L = 0$, описывая его с помощью виртуального уровня с энергией $E = 60$ кэв, которая характеризует низкоэнергетическое рассеяние (пренебрегая E по сравнению с E_F можно прийти к выводу, что $P \sim \rho_n^{5/3}$). Но и при $L = 0$, $E_F > 10$ Мэв нельзя ограничиваться приближением виртуального уровня.

Должно сказать то обстоятельство, что на весьма малых расстояниях (которые исследуются при рассеянии нейтронов и протонов большой энергии) притяжение сменяется отталкиванием. Наконец, при большой плотности взаимодействие может и не сводиться к совокупности парных взаимодействий. Неясно, достаточно ли данных по рассеянию нуклона на нуклоне для построения теории. Эксперимент со столкновением нескольких быстрых частиц или с прямым определением давления явно невозможен. Количественная теория уравнения состояния при ядерной и более высокой плотности не существует, и развитие ее до создания последовательной теории сильного взаимодействия невозможно. Выражения для давления, приводимые в ряде работ, ненадежны — авторы преувеличивают точность своих результатов.

Предупредив читателя о необходимости здорового скептицизма по отношению к точности формулы, приведем для справок

*) Более подробное рассмотрение нейтронного газа можно найти у Брукера и др. (1960), а также у Немес и Спрунг (1968).

формулу, используемую Камероном (1959а):

$$P = 5,3 \cdot 10^9 \rho_0^{2/3} + 1,6 \cdot 10^{-5} \rho_0^{5/3} - 1,4 \cdot 10^5 \rho_0^2, \quad \rho_0 = m_n n, \quad (6.6.3)$$

соответствующая скорость звука

$$a_{\text{зв}}^2 = \left(\frac{\partial P}{\partial \rho} \right)_S = c^2 \frac{8,8 \cdot 10^9 \rho_0^{2/3} + 4,3 \cdot 10^{-5} \rho_0^{5/3} - 2,8 \cdot 10^5 \rho_0}{c^2 + 1,3 \cdot 10^{10} \rho_0^{2/3} + 2,6 \cdot 10^{-5} \rho_0^{5/3} - 2,8 \cdot 10^5 \rho_0}. \quad (6.6.4)$$

Более сложное выражение приводится в работе Сальпетера (1961).

В формулах (6.6.3) и (6.6.4) под ρ_0 понимается плотность массы покоя, т. е. величина, пропорциональная плотности барионов (в данном случае при $\rho < 10^{15}$ г/см³ барионы являются нейтронами). Полная плотность массы включает в себя также и энергию:

$$\rho = \rho_0 \left(1 + \frac{E_1}{c^2} \right) = \rho_0 \left(1 + \frac{1}{c^2} \int_0^{\rho_0} \frac{P}{\rho_0^2} d\rho_0 \right). \quad (6.6.5)$$

Подробнее о соотношении между ρ и ρ_0 см. § 7 гл. 6.

Заметим также, что выражение (6.6.4) при $\rho > 3,7 \cdot 10^{15}$ г/см³ приводит к скорости звука, большей скорости света. Следовательно, формула (6.6.3) заведомо неверна при $\rho > 3,7 \cdot 10^{15}$ г/см³.

В статье Цуруты и Камерона (1965) дана новая формула, учитывающая частичное преобразование нейтронов в другие частицы. См. также обзор Камерона (1970).

§ 7. Плотность, превышающая ядерную

Рассмотрим закон зависимости давления от плотности в области плотности $\rho > 10^{14}$ г/см³. Верхняя граница рассматриваемой области $\rho < 10^{23}$ г/см³. В этой области нет никаких экспериментальных данных, которые могли бы лечь в основу искомого закона. Поэтому, в сущности, содержание данного параграфа составляет выяснение пределов, в которых лежит давление, т. е. тех ограничений, которые накладывают общие физические законы. Прежде всего необходимо условиться о терминологии в рассматриваемой области.

Обозначим через n плотность (число в 1 см³) барионов. Если в системе имеются и барионы (n_1), и антибарионы (\bar{n}_1), то $n = n_1 - \bar{n}_1$, и в этом смысле точнее было бы говорить об n как о плотности барионного заряда *).

В нерелятивистской области плотность $\rho = n m_0$, где m_0 — масса одного бариона **). В силу зависимости массы от энергии,

*) Такая ситуация возникает при сверхвысокой температуре.

***) Точнее m_0 определим как массу, приходящуюся на один барион в наименьшем энергетическом состоянии при $\rho = T = 0$, т. е. как $1/56$ массы ядра Fe⁵⁶.