

$\rho_0$  в зависимости от атомного номера  $Z$ . За пределами теории лежат только колебания, связанные с химической спецификой, периодические отклонения вверх и вниз. При давлении 5 ÷ 10 млн. атм они уже сильно сглажены.

Приводим также табл. II для нескольких элементов, заимствованную из работы Сальпетера (1961). В таблице дано отношение полного давления к давлению вырожденного газа (6.2.15), как функция параметра релятивизации  $x$  для фиксированных  $Z$ .

Таблица II

Отношение полного давления к давлению вырожденного газа

$x$	$\left(\frac{2}{\mu_e}\right) \rho \frac{z}{\text{см}^3}$	$Z$			
		2	6	12	26
0,05	$2,44 \times 10^2$	0,760	0,564	~0,3	—
0,1	$1,95 \times 10^3$	0,8802	0,7819	0,6705	~0,5
0,2	$1,56 \times 10^4$	0,9404	0,8906	0,8341	0,7308
0,3	$5,26 \times 10^4$	0,9604	0,9266	0,8882	0,8178
0,4	$1,25 \times 10^5$	0,9705	0,9445	0,9150	0,8607
0,5	$2,44 \times 10^5$	0,9765	0,9551	0,9303	0,8860
0,6	$4,21 \times 10^5$	0,9805	0,9620	0,9410	0,9024
0,7	$6,68 \times 10^5$	0,9833	0,9669	0,9482	0,9138
0,8	$1,00 \times 10^6$	0,9853	0,9705	0,9535	0,9221
1,0	$1,95 \times 10^6$	0,9881	0,9752	0,9605	0,9332
1,2	$3,37 \times 10^6$	0,9898	0,9782	0,9684	0,9401
1,4	$5,36 \times 10^6$	0,9909	0,9801	0,9677	0,9447
1,6	$8,00 \times 10^6$	0,9917	0,9814	0,9697	0,9479
1,8	$1,14 \times 10^7$	0,9922	0,9824	0,9711	0,9511
2,0	$1,56 \times 10^7$	0,9926	0,9831	0,9721	0,9519
2,5	$3,04 \times 10^7$	0,9932	0,9842	0,9738	0,9546
3,0	$5,26 \times 10^7$	0,9935	0,9848	0,9748	0,9562
4,0	$1,25 \times 10^8$	0,9938	0,9853	0,9757	0,9577
5,0	$2,44 \times 10^8$	0,9939	0,9856	0,9761	0,9585
7,5	$8,22 \times 10^8$	0,9939	0,9858	0,9765	0,9592
$\infty$	$\infty$	0,9939	0,9859	0,9768	0,9598

При больших  $Z$  и малых  $x$ , когда значение отношения меньше 0,5, данные расчетов ненадежны (правый верхний угол таблицы).

## § 5. Ядерные процессы и ядерное взаимодействие; влияние на уравнение состояния

В области плотности выше  $10^3 \text{ г/см}^3$  уравнение состояния существенно зависит от ядерных процессов и взаимодействий. Можно поставить точную задачу о нахождении состояния с наименьшей энергией при каждой данной плотности барионов и нуле температуры. Энергия есть сумма энергии ядер и энергии

электронов: последняя зависит от  $Z/A = 1/\mu_e$ . В релятивистском ферми-газе средняя энергия одного электрона

$$\bar{E} = \frac{3}{4} E_F = \frac{3}{4} c p_F = \frac{3}{4} m_e c^2 \left( \frac{\rho}{10^6 \mu_e} \right)^{1/3}. \quad (6.5.1)$$

Соответственно энергия электронов на один грамм вещества:

$$E_e = \frac{3}{4} \frac{m_e c^2}{m_p} \left( \frac{\rho}{10^6} \right)^{1/3} \mu_e^{-1/3} = 3,75 \cdot 10^{15} \rho^{1/3} \mu_e^{-1/3} \text{ эрг/г}. \quad (6.5.2)$$

Таким образом, энергия сжатого состояния отличается от ядерной энергии отдельных атомов

$$E = E_n(A, Z) + E_e. \quad (6.5.3)$$

Минимум  $E_n$ , как известно, соответствует стабильному и наиболее распространенному изотопу железа  $\text{Fe}_{56}^{26}$  \*). Добавочный член  $E_e$ , играющий тем большую роль, чем больше плотность, смещает минимум  $E$  в сторону ядер с большим  $\mu_e$ .

Начнем с очень грубой картины, пренебрегая многими промежуточными шагами (см. ниже) и рассматривая только три специальных состояния: железо, сильно перегруженное нейтронами ядро и «газ» свободных нейтронов. По расчетам Сальпетера (1961), при  $E_F = 20,6 \text{ Мэв}$ ,  $\rho = 1,9 \cdot 10^{11} \text{ г/см}^3$ ,  $P = 3,2 \cdot 10^{29} \text{ эрг/см}^3$  становится энергетически выгодным превращение Fe в Sr. Здесь и ниже (а также в табл. III и IV)  $E_F$  не включает  $mc^2$ . Этот изотоп Sr является в обычных условиях радиоактивным, однако при рассматриваемых условиях наличие ферми-распределения электронов с граничной энергией  $E_F > 20,6 \text{ Мэв}$  запрещает распад стронция. Подробнее процесс перехода от Fe к Sr с изменением плотности

Т а б л и ц а III

Критические точки перехода между различными ядрами

Z, A	(26,56)	(28,62)	(28,64)	(28,66)	(28,68)	(30,76)	(30,78)	(30,80)	(32,90)	(38,120)	n
$E_F$	0,6	2,5	3,9	6,1	7,0	8,5	9,5	14,8	20,6	24,0	
lgρ	7,15	8,63	9,15	9,69	9,87	10,13	10,28	10,84	11,28	11,53	

\*) Строго говоря, минимум  $E_n$  соответствует  $\text{Ni}_{62}^{28}$  (Кравцов, 1965), но разность  $(E_n)_{\text{Fe}} - (E_n)_{\text{Ni}}$  крайне мала  $[(E_n)_{\text{Fe}} - (E_n)_{\text{Ni}}] / [(E_n)_{\text{Fe}}] = 4,5 \cdot 10^{-4}$  и незначительна. При ненулевой температуре более важную роль в образовании элементов играют статистические множители и кинетика процессов.

показан в табл. III (Сальпетер, 1961), где приведены ферми-энергии ( $Mэв$ ) и соответствующие плотности ( $г/см^3$ ) для переходов при равновесных условиях между различными ядрами ( $Z, A$ ).

При плотностях, больших  $\rho = 10^{11,53} г/см^3$ , равновесным уже является состояние из отдельных нейтронов (подробнее см. ниже).

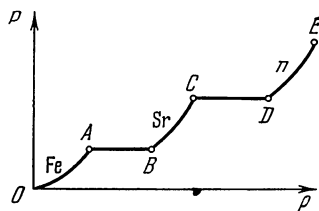


Рис. 29. Упрощенная схема (подробнее см. табл. II) зависимости давления от плотности холодного вещества.

Равновесие между железом и стронцием требует ферми-энергии  $20,6 Mэв$ , соответствующей электронной концентрации  $3,9 \cdot 10^{34} см^{-3}$ . В силу электронейтральности такая электронная концентрация соответствует плотности материи  $1,4 \cdot 10^{11} г/см^3$  для Fe и  $2 \cdot 10^{11} г/см^3$  для Sr.

Равновесие между стронцием и покоящимися свободными нейтронами требует  $E_F = 24 Mэв$ , что соответствует плотности Sr  $3,2 \cdot 10^{11} г/см^3$ .

Теперь мы готовы дать эскиз соотношения  $P(\rho)$ . Он состоит из сегмента  $O - A$  с чистым железом и  $P = a_1 \rho^{1/3}$ ,  $a_1 = 4,4 \cdot 10^{14}$ , который оканчивается при  $\rho = 1,4 \cdot 10^{11} г/см^3$ . Вдоль сегмента  $A - B$  происходит превращение  $Fe \rightarrow Sr$ .

Точки  $A$  и  $B$  соответствуют равному давлению, а следовательно, и равной плотности электронов. При этом очевидно, что плотности двух веществ в точках  $A$  и  $B$  находятся в соотношении, обратном  $\mu_e$ , так что конкретно плотность  $\rho_B = 1,47 \rho_A$  возрастает при превращении в 1,47 раз. Поскольку взаимодействие ядер пренебрежимо мало, то ни на давление, ни на энергию не влияет расположение ядер; в частности, несущественно, образуют ли железо и стронций две геометрические разделенные фазы или твердый раствор. Чистый Sr находится в равновесии на сегменте  $B - C$  от  $\rho = 2 \cdot 10^{11} г/см^3$  до  $\rho = 3,2 \cdot 10^{11} г/см^3$ , здесь  $P = a_2 \rho^{1/3}$ ,  $a_2 = 0,6 a_1$ .

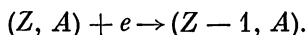
На следующем сегменте,  $C - D$ , мы встречаемся со смесью Sr и нейтронов. Вплоть до плотностей порядка  $\rho_0 \sim 10^{13} г/см^3$  законно пренебрегать кинетической энергией нейтронов и энергией ядерного взаимодействия. В этом приближении электронная плотность, плотность Sr в смеси и давление (которое вызвано только электронами) остаются постоянными. Общая плотность растет от  $C$  к  $D$  благодаря росту вклада от нейтронов. В точке  $D$  нет резкого изменения. Где-то вблизи точки  $D$  величины начинают постепенно изменяться,

Для давления, в принципе, получается кривая  $P(\rho)$  такая же, как при фазовых превращениях 1-го рода (конденсация пара в жидкости и т. п.). На рис. 29 приводится схематическая упрощенная зависимость, где учтены только железо, стронций и свободные нейтроны. Равновесие между железом и стронцием требует ферми-энергии  $20,6 Mэв$ , соответствующей электронной концентрации  $3,9 \cdot 10^{34} см^{-3}$ . В силу электронейтральности такая электронная концентрация соответствует плотности материи  $1,4 \cdot 10^{11} г/см^3$  для Fe и  $2 \cdot 10^{11} г/см^3$  для Sr.

и нейтронное давление начинает плавно расти до тех пор, пока не достигнет по порядку величины электронного давления вблизи  $D$ . О дальнейшей истории (после  $\rho > \rho_0$ ) мы будем говорить ниже.

Однако все проведенное выше рассмотрение, будучи принципиально правильным и строгим, представляет собой пример излишнего педантизма. Дело в том, что при низкой температуре нет никакого реального механизма, который мог бы превратить железо в стронций за разумное время. Сформулируем ту же мысль иначе: для того чтобы превратить  $\text{Fe}_{56}^{26} \rightarrow \text{Sr}_{120}^{38}$  за разумное время, нужны высокие температуры, нужно сначала разбить ядро железа на составные части ( $\alpha$ -частицы и нейтроны) и по-другому перетасовать их. То же самое относится к тем промежуточным ядрам с  $A \neq A_{\text{железа}}$ , которые приведены в табл. III. Но при соответствующей высокой температуре будет иным и равновесие. Процессы и равновесие при высокой температуре будут рассмотрены в следующей главе.

Реально при сжатии вещества при достижении определенной пороговой  $E_F$  становится возможным обратный  $\beta$ -процесс: электрон захватывается ядром и один из протонов ядра превращается в нейтрон:



Процесс называется нейтронизацией вещества. Он протекает со скоростью слабых взаимодействий.

При сжатии железа при достижении  $E_F = 3,7 \text{ Мэв}$ ,  $\rho = 1,15 \cdot 10^9 \text{ г/см}^3$  станет возможным превращение железа в  $\text{Mn}_{56}^{25}$ . Но порог превращения нечетно-нечетного  $\text{Mn}_{56}^{25}$  в четно-четный  $\text{Cr}_{56}^{24}$  меньше, он равен  $1,6 \text{ Мэв}$ . Поэтому каждое ядро  $\text{Mn}_{56}^{25}$  тут же будет превращаться в  $\text{Cr}_{56}^{24}$  \*).

Таким образом, при сжатии до плотности хотя бы не намного превышающей критическую  $\rho_c = 1,15 \cdot 10^9 \text{ г/см}^3$ , начинается превращение железа в хром. При этом давление равно

$$1,2 \cdot 10^{23} \left( \frac{E}{m_e c^2} \right)^4 = 3,3 \cdot 10^{26} \text{ эрг/см}^3.$$

Плотность возрастает в отношении  $26/24 = 1,08$  раза. Скорость этой реакции рассмотрим ниже. По порядку величины, при превышении  $P_c$  на 1% нужно время порядка  $10^6 \text{ сек}$ , чтобы реакция прошла.

Двухступенчатый ход реакции (медленно:  $\text{Fe} \rightarrow \text{Mn}$ ; быстро, с избытком энергии  $\text{Mn} \rightarrow \text{Cr}$ ) приводит к необратимости процесса. В самом деле, если вещество, которое в ходе сжатия превратилось

\*) Теоретически уже при  $E_F = 2,65 \text{ Мэв}$  возможен двойной процесс  $\text{Fe} + 2e^- \rightarrow \text{Cr} + 2\nu$ . Однако вероятность такого процесса ничтожна, поэтому мы его не рассматриваем.

в хром  $\text{Cr}_{56}^{24}$ , медленно расширяется, то распад хрома начнется лишь после того как  $E_F$  упадет ниже  $1,6 \text{ Мэв}$ , т. е. при плотности  $\rho = 7,6 \cdot 10^7 \text{ г/см}^3$  и давлении  $1,2 \cdot 10^{25} \text{ эрг/см}^3$ . При этом за каждым распадом  $\text{Cr} \rightarrow \text{Mn} + e^- + \bar{\nu}$  будет немедленно следовать  $\text{Mn} \rightarrow \text{Fe} + e^- + \bar{\nu}$ , поскольку этот второй процесс существенно надпороговый ( $E$  распада  $3,7 \text{ Мэв}$ ,  $E_F = 1,6 \text{ Мэв}$ ). В интервале давлений от

$$1,2 \cdot 10^{23} \left( \frac{1,6}{0,511} \right)^4 = 1,15 \cdot 10^{25} \text{ эрг/см}^2$$

до

$$1,2 \cdot 10^{23} \left( \frac{3,7}{0,511} \right)^4 = 3,3 \cdot 10^{26} \text{ эрг/см}^3$$

вещество может содержать любые количества железа и хрома, в зависимости от предшествующей истории рассматриваемого элемента массы. Аналогичные явления происходят в переходах  $\text{Cr} - \text{Va} - \text{Ti}$  и т. д.

Выше предполагалось, что в ходе термоядерных реакций при высокой температуре и не слишком высокой плотности было достигнуто полное термодинамическое равновесие, затем произошло остывание; равновесное состояние вещества после остывания есть  $\text{Fe}^{56}$ . После этого происходит сжатие и превращения:



В принципе возможно сжатие вещества, которое не подвергалось действию высокой температуры или подвергалось действию недостаточно высокой температуры и состоит не из железа, а из других элементов. Приводим пороги нейтронизации для нескольких ядер (табл. IV).

Т а б л и ц а IV

Пороги нейтронизации

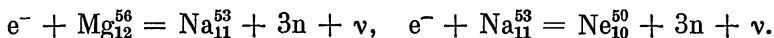
Ядро	$E_F, \text{ Мэв}$	$\rho_c, \text{ г/см}^3$	$P_c, \text{ эрг/см}^3$	Продукт реакции на пороге
H	0,78	$10^7$	$5,5 \cdot 10^{23}$	$\text{H} \rightarrow \text{n}, \text{n} + \text{H} = \text{D}$
${}^3_2\text{He}$	0,018	$2,8 \cdot 10^4$	$1,8 \cdot 10^{17}$	$\text{He}^3 \rightarrow \text{T}$
${}^4_2\text{He}$	20,6	$1,32 \cdot 10^{11}$	$3,2 \cdot 10^{20}$	$\text{He}^4 \rightarrow \text{T} + \text{n}, e^- + \text{T} = 3\text{n}$
${}^{12}_6\text{C}$	13,4	$4,45 \cdot 10^{10}$	$5,7 \cdot 10^{28}$	$\text{C}^{12} \rightarrow \text{B}^{12} \rightarrow \text{Be}^{12}$
${}^{28}_{14}\text{Si}$	4,6	$1,92 \cdot 10^9$	$7,8 \cdot 10^{26}$	${}^{28}_{14}\text{Si} \rightarrow {}^{27}_{13}\text{Al} \rightarrow \text{Mg}^{28}$
${}^{56}_{26}\text{Fe}$	3,7	$1,15 \cdot 10^9$	$3,3 \cdot 10^{26}$	$\text{Fe} \rightarrow \text{Mn}, \text{Mn} \rightarrow \text{Cr}$

Обращает на себя внимание особо низкий порог превращения  $\text{He}^3$  и особая прочность  $\text{He}^4$ . Порог реакции для водорода такой, что при этой плотности даже в холодном веществе довольно быстро

идет процесс  $p + p = D + e^+ + \nu$  или  $p + p + e^- = D + \nu$ . Эти процессы, идущие в условиях низкой температуры, называются пикноядерными: расчет скорости первого процесса — см. Вильдхак (1940), Зельдович (1957). Эти процессы не имеют точного порога, но скорость их сильно зависит от плотности. При плотности критической по  $H + e^- = n + \nu$  время обоих пикноядерных реакций одного и того же порядка  $10^{10}$  сек.

При дальнейшем повышении давления, выше того, которое соответствует  $E_F \sim 20$  Мэв, наступает качественно новое явление. При более низком давлении происходили превращения одних ядер в другие, но все эти ядра имели одинаковое массовое число  $A$  и были стабильны относительно ядерных сил. При более высоком давлении получаются ядра, распадающиеся с выбрасыванием свободных нейтронов. Конкретный пример такой ситуации содержится в табл. III; при реакции  $e^- + He^4$  можно было бы ожидать образования  $H^4$ . Но ядро  $H^4$  не существует, оно распадается на нейтрон и тритий  $T$ . В данном случае порог нейтронизации  $T$  (9,5 Мэв) ниже порога  $He^4$ , так что в результате первичной пороговой реакции  $e^- + He^4$  в ходе последующих реакций остаются только свободные нейтроны. Нейтроны поодиночке не присоединяются к  $He^4$ , поскольку ядро  $He^5$  не существует\*).

Аналогичное явление произойдет и в любой другой цепочке, например, при  $A = 56$  после  $Fe \rightarrow Mn \rightarrow Cr$  при повышении  $E_F$  процесс пойдет дальше и приблизительно при  $Z = 12$  (т. е. для экзотического ядра  $Mg_{12}^{56}$ ) при  $E_F \cong 20 \div 22$  Мэв начнется испускание свободных нейтронов, пойдут реакции



Таким образом, в ходе сжатия можно наметить три области: а) область стабильных ядер, б) область бета-радиоактивных ядер, возникающих путем ядерной реакции с электронами, при которой протоны внутри ядра превращаются в нейтроны; эти ядра стабилизированы присутствием электронов и в) область нейтронного газа, смешанного с такими бета-радиоактивными ядрами, которые не способны присоединять свободные нейтроны\*\*). Энергия связи таких ядер, отнесенная к одному протону, порядка 24 Мэв.

\*) Не исключено, что в условиях высокой плотности образование  $He^6$  и  $He^8$  происходит путем попарного присоединения нейтронов  $He^4 + 2n = He^6 + \gamma$ . Порог  $e^- + He^8 = T + 3n + \nu$  несколько выше, чем порог для  $He^4$  ( $E_F$  больше на 3%,  $P_c$  — на 12%). Для  $He^8$   $E_F$  составляет 24 Мэв. Существование  $He^8$  было предсказано одним из авторов этой книги (Зельдович, 1960) и сейчас подтверждено; измерена энергия связи  $He^8$ , откуда вычислена  $E_F$  [см. Бязь и др. (1972)].

\*\*) Примером ядра, не способного присоединять одиночные нейтроны, является  $He^4$ ; примерами ядер, не способных присоединять никакое число нейтронов, — ядра  $T$  и  $He^8$ .

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  $\text{He}^8$ ), 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  $\rho$ , 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  $\text{He}^4$   $Q_p = 14 \text{ Мэв}$ , в стабильном  $\text{C}^{12}$   $Q_p = 15,3 \text{ Мэв}$ , но в  $\text{C}^{16}$   $Q_p = 18,5 \text{ Мэв}$ , в радиоактивном ядре  $\text{S}^{38}$   $Q_p = 20 \text{ Мэв}$ , в  $\text{Cu}^{49}$   $Q_p = 21 \text{ Мэв}$ . 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  $\text{Ti}^{72}$  и  $Q_p = 36,5 \text{ Мэв}$  в  $\text{C}^{22}$ . 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.