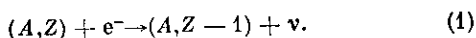


Реакция захвата электронов e^- атомными ядрами (A, Z) (A — массовое число, Z — порядковый номер элемента) записывается в след. виде:



Энергетич. порог реакции (1) обычно велик, поэтому только при высоких плотностях вещества, характерных для конечных стадий эволюции звёзд, ферми-энергия \mathcal{E}_F электронов может превысить критич. величину \mathcal{E}_c — порог нейтронизации:

$$\mathcal{E}_F > \mathcal{E}_c = Q_{A,Z} - Q_{A,Z-1} + Q_n, \quad (2)$$

где \mathcal{E}_F — ферми-энергия без учёта энергии покоя электрона, $Q_{A,Z}$ — энергия связи ядра (A, Z), а $Q_n = (m_n - m_p - m_e) \cdot c^2 = 0,7825$ МэВ — энергия бета-распада нейтрона. При выполнении условия (2) реакция (1), в k -ую вступают электроны с энергией \mathcal{E}_e в интервале $\mathcal{E}_c < \mathcal{E}_e < \mathcal{E}_F$, оказывается энергетически выгодной: энергии системы уменьшается в каждом акте на величину $\mathcal{E}_e - \mathcal{E}_c$, уносимую электронным нейтрино. Продукт нейтронизации — радиоактивные ядра ($A, Z - 1$); они устойчивы в вырожденном веществе, поскольку их распад запрещён Паули принципом: все уровни с энергиями, меньшими \mathcal{E}_F , заняты, а энергии электронов в бета-распадах не превышают \mathcal{E}_c .

Пороги первых двух стадий нейтронизации для ряда атомных ядер, образующихся на последоват. стадиях термоядерной эволюции звёзд, рассчитанные по ф-ле (2), представлены в табл. В 1-м и 5-м столбцах даны сокращённые записи реакций нейтронизации (опущены символы электрона и нейтрино). Характеристики электронного газа в момент начала $H. v.$ фиксируются условием $\mathcal{E}_F = \mathcal{E}_c$, из к-рого однозначно определяются критич. значения числа электронов в единице объёма N_c и электронного давления p_c (4-й столбец). В 3-м столбце приведена критич. плотность вещества при нейтронизации, вычисленная в предположении, что вещество состоит целиком из нейтронизируемого хим. элемента: $\rho_c = (A/Z)m_u N_c$ (m_u — атомная единица массы).

Пороги нейтронизации

Первая реакция нейтронизации	\mathcal{E}_c , МэВ	ρ_{c1} , г/см ³	ρ_{c1} , дин/см ²	Вторая реакция нейтронизации	\mathcal{E}_{c2} , МэВ
$^1H \rightarrow n$	0,783	$1,22 \cdot 10^7$	$3,05 \cdot 10^{24}$	—	—
$^4He \rightarrow T$	0,0186	$2,95 \cdot 10^4$	$1,41 \cdot 10^{20}$	$T \rightarrow ^3He$	9,26
$^4He \rightarrow T + n$	20,6	$1,37 \cdot 10^{11}$	$3,49 \cdot 10^{28}$	$T \rightarrow ^3He$	9,26
$^{12}C \rightarrow ^{12}B$	13,4	$3,90 \cdot 10^{10}$	$6,51 \cdot 10^{28}$	$^{12}B \rightarrow ^{12}Be$	11,6
$^{16}O \rightarrow ^{16}N$	10,4	$1,90 \cdot 10^{10}$	$2,50 \cdot 10^{28}$	$^{16}N \rightarrow ^{16}C$	8,01
$^{20}Ne \rightarrow ^{20}F$	7,03	$6,22 \cdot 10^9$	$5,61 \cdot 10^{27}$	$^{20}F \rightarrow ^{20}O$	3,82
$^{24}Mg \rightarrow ^{24}Na$	5,52	$3,17 \cdot 10^9$	$2,28 \cdot 10^{27}$	$^{24}Na \rightarrow ^{24}Ne$	2,47
$^{28}Si \rightarrow ^{28}Al$	4,64	$1,96 \cdot 10^9$	$1,20 \cdot 10^{27}$	$^{28}Al \rightarrow ^{28}Mg$	1,83
$^{40}Ca \rightarrow ^{40}K$	1,31	$7,79 \cdot 10^7$	$1,93 \cdot 10^{25}$	$^{40}K \rightarrow ^{40}Ar$	7,51
$^{56}Fe \rightarrow ^{56}Mn$	3,70	$1,15 \cdot 10^8$	$5,29 \cdot 10^{26}$	$^{56}Mn \rightarrow ^{56}Cr$	1,64

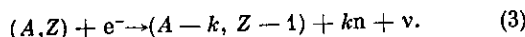
В случае достаточно медленного (квазистатистического) сжатия число электронов в единице объёма N_e и давление электронов p_e остаются практически неизменными и равными их начальным значениям N_c и p_c , пока не исчерпается весь исходный хим. элемент. При этом устанавливается небольшое превышение \mathcal{E}_F над \mathcal{E}_c , такое, что уменьшение N_e в реакции (1) компенсируется его увеличением вследствие сжатия вещества. Отличие \mathcal{E}_F от \mathcal{E}_c тем меньше, чем медленнее сжатие, скорость к-рого определяется условиями гидростатич. равновесия звезды; напр., в случае белого карлика причинами сжатия могут быть потери энергии посредством эл.-магн. и нейтринного излучений или увеличения его массы за счёт аккреции.

Зависимости p_e , \mathcal{E}_F и N_e от плотности медленно сжимающегося и нейтронизирующегося вещества имеют ступенчатый вид (рис.): пологие, почти горизонтальные, участки соответствуют протеканию реакции (1), а крутые подъёмы — врем. прекращению $H. v.$ до того мо-

мента, пока \mathcal{E}_F не достигнет нового, более высокого порога нейтронизации. Каждому пологому участку может соответствовать не одна, а неск. реакций типа (1). Это связано с тем, что порог нейтронизации ядра ($A, Z - 1$) часто бывает меньше, чем у исходного ядра (A, Z). В результате за первой реакцией нейтронизации быстро следует вторая реакция и т. д., пока не образуется ядро (A, Z_k) с $Z_k < Z$ и порогом нейтронизации, большим, чем у ядра (A, Z). В отличие от первой реакции нейтронизации, для которой $\mathcal{E}_F \approx \mathcal{E}_c$, эти повторные реакции являются неравновесными (в термодинамич. смысле). В них исчезают электроны с такими энергиями, что разность $\mathcal{E}_F - \mathcal{E}_c$ в среднем составляет заметную долю от \mathcal{E}_F . Это вызывает неравновесную перестройку ферми-распределения электронов, сопровождающуюся выделением теплоты. Т. о., несмотря на то, что нейтрино уносит почти всю освобождённую энергию (за исключением ничтожно малой доли, передаваемой ядру в соответствии с законом сохранения импульса), нейтронизируемое вещество всё же нагревается. Такой источник теплоты учитывают, в частности, при расчётах теплового баланса белых карликов.

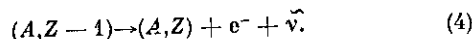
Конец каждого пологого участка зависимости p_e , N_e и \mathcal{E}_F от плотности отвечает полному превращению ядра (A, Z) в ядро (A, Z_k). При этом $\rho_k/\rho_c = Z/Z_k$ (равно $13/12$ для перехода $^{56}Fe \rightarrow ^{56}Cr$). Для промежуточных значений плотностей ($\rho_c < \rho < \rho_k$) вещество представляет собой смесь этих ядер.

Цепочка реакций (1) в конце концов приводит к образованию ядер, сильно перегруженных нейтронами. Как только ядро ($A, Z - 1$) оказывается неустойчивым по отношению к испусканию нейтронов, $H. v.$ продолжается с выделением в каждом акте одного или неск. нейтронов:

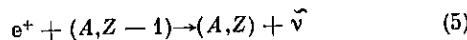


Яркий пример — нейтронизация гелия (табл.). Порог реакции (3) для ядер на границе нейтронной стабильности $\mathcal{E}_c \approx 25$ МэВ, чему соответствует критич. плотность $H. v.$ $\rho_c \approx 4 \cdot 10^{11}$ г/см³ (с учётом, что $A/Z = 3-4$). При дальнейшем повышении плотности $H. v.$ вступает в конечную фазу: в смеси из свободных нейтронов и предельно перегруженных нейтронами ядер равновесие сдвигается с ростом плотности в сторону преобладания нейтронов. Переход к ядерным плотностям можно считать концом процесса $H. v.$

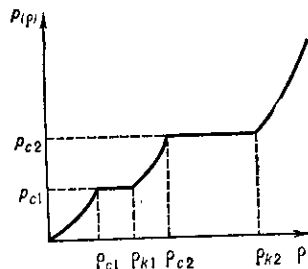
Приведённое выше описание $H. v.$ относится в основном к вырожденному веществу при темп-ре $T \ll \mathcal{E}_F/k$. При рассмотрении нейтронизации вещество можно считать холодным, если дополнительно $k T \ll \mathcal{E}_F - \mathcal{E}_c$. Эти неравенства могут нарушаться на конечных стадиях эволюции массивных звёзд и в процессе гравитационного коллапса, когда звёздное вещество оказывается относительно горячим. Нейтронизация горячего вещества обладает рядом особенностей. Во-первых, становится возможным бета-распад:



Во-вторых, появляются позитроны, π , хотя их концентрация невелика, реакция



обычно оказывается эффективнее реакции (4). В-третьих, при темп-рах, превышающих $\sim 5 \cdot 10^9$ К, ядерные



Зависимость (схематическая) давления p от плотности ρ при нейтронизации холодного звёздного вещества.