

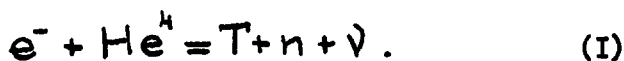
НЕЙТРОНИЗАЦИЯ He^4

Я.Б.Зельдович, О.Х.Гусейнов

Как известно, при высоких плотностях, когда энергия электронов становится достаточной для обратного β -процесса, в веществе начинается реакция нейтронизации [1].

Первый шаг в исследовании кинетики этого процесса сделал Франк-Каменецкий [2]. Во время коллапса звезды вследствие нейтронизации вещества будут испускаться нейтрино больших энергий, которые, возможно, удастся обнаружить экспериментально. В предыдущей заметке [3] был рассмотрен процесс коллапса с нейтронизацией холодного водорода. Оценки для других элементов были крайне грубы. Оценка в предположении коллапса 10 звезд в год с $M = 2 + 3 M_{\odot}$ в нашей Галактике давала поток высокоэнергичных нейтрино (10-30 Мэв), составляющий несколько процентов от солнечного (нейтрино от распада B^8 , с максимальной энергией 14 Мэв). В упомянутой заметке была сделана заниженная оценка энергии нейтрино. Найдем более точное значение энергии нейтрино, образующихся в ходе нейтронизации гелия.

Образование нейтрино больших энергий при коллапсе холодной звезды связано с процессом



Пороговая энергия этого процесса составляет $Q = 22,1 \text{ Мэв} = 48,4 mc^2 = Q$. За этой реакцией следует более "легкая" реакция $e^{-} + T = 3n + \nu$. Протекание реакции (I) осложняется тем, что ядро H^4 не существует и нейтронизация сопровождается вылетом нейтрона. По-видимому, ядро H^4 не существует и как виртуальное состояние [4]. Поэтому в качестве первого приближения естественно считать матричный элемент независимым ни от энергии нейтрино, ни от энергии нейтрона, ни от угла между ними, а вероятность

реакции соответственно считать пропорциональной фазовому объему.

При данной плотности ρ_e электронов с энергией E суммарная кинетическая энергия продуктов реакции (I) равна $E - Q$; она распределяется между нейтрино, E_ν , и кинетической энергией $n + T$ относительно центра инерции этой системы, $E_1 = E - Q - E_\nu$. Энергией движения центра инерции $T + n$ (порядка I Мэв) пренебрегаем. Ввиду того что T и n частицы нерелятивистские, их фазовый объем пропорционален $\sqrt{E_1} dE_1$. Таким образом, при данной энергии электрона E и данной плотности электронов ρ_e дифференциальная вероятность процесса с рождением нейтрино в интервале энергии от E_ν до $E_\nu + dE_\nu$ имеет вид:

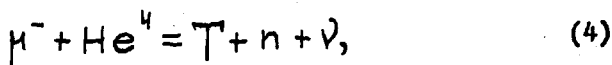
$$dW = \rho_e K \cdot E_\nu^2 \sqrt{E - Q - E_\nu} dE_\nu. \quad (2)$$

Отсюда для полной вероятности получим

$$\begin{aligned} W &= \rho_e K \int_0^{E-Q} E_\nu^2 \sqrt{E - Q - E_\nu} dE_\nu = \rho_e B (E - Q)^{7/2} = \\ &= \rho_e B (mc^2)^{7/2} (E' - Q')^{7/2}, \end{aligned} \quad (3)$$

где K, B - константы, E' и Q' - безразмерные энергии, выраженные в единицах mc^2 , $m = m_e$.

Для нахождения константы B воспользуемся аналогией между интересующим нас процессом и реакцией



изученной экспериментально I) [5]

Вероятность этой реакции, найденная из эксперимента, $W_{\mu} = 370 \pm 50 \text{ сек}^{-1}$ относится к мюонам, находящимся в $1s$ -состоянии в поле ядра. Составив выражение, аналогичное (3), для вероятности W_{μ} процесса с μ -мезоном

$$W_{\mu} = B |\Psi_{\mu}(0)|^2 (m_e c^2)^{3/2} (E'_{\mu} - Q')^{7/2}, \quad (5)$$

находим B ; по гипотезе универсального слабого взаимодействия, для электронного и мюонного процессов B должно быть одинаковым.

Перейдем от реакции с электроном заданной энергии E к случаю нейтронизации вырожденным релятивистским электронным газом:

$$W_F = \frac{B}{\pi^2} \left(\frac{\hbar}{mc}\right)^{-3} (mc^2)^{3/2} \int_{Q'}^{E'_F} (E' - Q')^{7/2} E'^2 dE', \quad E_f = mc^2 \left(\frac{\rho}{\mu_e \cdot 10^6}\right)^{1/3} \quad (6)$$

Подставляя выражение B , найденное из экспериментальных данных о реакции с мюонами, получим

$$\begin{aligned} W_F &= \\ &= W_{\mu} \frac{1}{\pi^2} \frac{1}{\mu_e} \left(\frac{m_e}{m_{\mu}}\right)^3 \left(\frac{e^2}{\hbar c}\right)^{-3} \left(\frac{m_{He} + m_{\mu}}{m_{He}}\right)^3 (E'_{\mu} - Q')^{-3/2} \int_Q^{E'_F} (E' - Q')^{7/2} dE' = \\ &= W_{\mu} \cdot 9,5 (y-1)^{9/2} [0,154 y^2 + 0,056 y + 0,012], \quad (7) \end{aligned}$$

$$y = E_F / Q = \left(\frac{\rho}{\mu_e \cdot 1,7 \cdot 10^{11}}\right)^{1/3}$$

Предполагается, что после процесса $e^- + He^4 = T + n + \nu$ следующий акт $e^- + T = 3n + \nu$ идет практически мгновенно, в соответствии с тем, что ядро T гораздо менее прочное и более "рыхлое" по сравнению с He^4 .

Используя соотношения для свободного падения

$$\rho = \frac{1}{6\pi G (t_0 - t)^2} = \frac{8 \cdot 10^5}{(t_0 - t)^2}; \quad dt = 4,5 \cdot 10^2 \rho^{-3/2} d\rho,$$

получим приближенное уравнение кинетики нейтронизации (x - доля нераспавшегося He^4)

$$\frac{dx}{d\rho} = -3 \cdot 10^5 \frac{x}{\rho^{3/2} Q^2} \left(\frac{\rho x}{2 \cdot 10^6} \right)^{2/3} \left[\frac{1}{Q} \left(\frac{\rho x}{2 \cdot 10^6} \right)^{1/3} - 1 \right]^{3/2}.$$

Интегрирование этого уравнения от $\rho = 0, x = 1$ дает $\rho = \rho_t = 1,7 \cdot 10^{11}, x = 1$ (порог); $\rho = 7,5 \rho_t, x = 0,86$; $\rho = 15 \rho_t, x = 0,5$; $\rho = 60 \rho_t, x = 0,16$. Нейтронизация основной массы He^4 в режиме свободного падения происходит при Ферми-энергии в 2 раза больше порога, т.е. 45 Мэв. Значит в процессе $e^- + T = 3n + \nu$ рождаются нейтрино с энергией до 35 Мэв. Вероятность их регистрации в 10-20 раз больше вероятности регистрации пороговых нейтрино от распада B^8 , которые предполагается наблюдать в спектре Солнца; эти нейтрино можно отличить от солнечных, если детектор регистрирует энергию нейтрино и, хотя бы грубо, их направление [6].

Испускание коллапсирующей звездой нейтрино с энергией до 35 Мэв происходит при плотности порядка $10^{12} - 10^{13}$

г/см³. Эту плотность нужно сравнить с критическим значением [7, 9]

$$\rho_g = 1,8 \cdot 10^{16} (M/M_\odot)^{-2},$$

при котором происходит гравитационное самозамыкание. Ясно, что при $M < 50 M_\odot$ т.е. для подавляющего большинства звезд, энергичные нейтрино от нейтронизации успевают покинуть звезду без заметного ослабления гравитационным полем.

Вместе с тем, плотность $\rho \sim 3 \cdot 10^{12}$ г/см³ еще значительно меньше ядерной плотности, поэтому вполне оправдано рассмотрение, проделанное выше без учета ядерного взаимодействия. Об излучении тепловых нейтрино при коллапсе см. [7] и [10].

Поступило в редакцию
6 апреля 1965 г.

Литература

- [1] Л.Д.Ландау и Е.М.Лифшиц. Статистическая физика. Изд. "Наука", М., 1964.
- [2] Д.А.Франк-Каменецкий. ЖЭТФ, 42, 875, 1962.
- [3] Я.Б.Зельдович, О.Х.Гусейнов. ДАН СССР, 162, № 4, 1965.
- [4] А.И.Базь, В.И.Гольданский, Я.Б.Зельдович. УФН, 85, 415, 1965.
- [5] L.Foldy, Walecka. Congrès Int.Phys.Nucl., Paris, 1964, II, II68.
- [6] F.Reines, R.M.Woods, Jr., Phys.Rev.Lett., 14, 20, 1965.

- [7] Я.Б.Зельдович. Астр. цирку. № 250, I-УП, 1963.
- [8] F.Noyle, W.Fowler. Relativistic Astrophysics, preprint, 1963.
- [9] Я.Б.Зельдович, И.Д.Новиков. УФН, 84, 377, 1964.
- [10] Я.Б.Зельдович, И.Д.Новиков. УФН, 86, № 3, 1965.

I) Среднее число нейтронов в акте реакции $\mu^- + \text{He}^4$ около 1,2, откуда следует, что реакции $\mu^- + \text{He}^4 = \text{D} + 2n + \nu$ и $\mu^- + \text{He}^4 = \text{p} + 3n + \nu$ составляют меньше половины всех случаев.