Письма в ЖЭТФ, том 51, вып. 5, стр. 237 – 238 10 марта 1990 г.

РАССЕЯНИЕ НЕЙТРИНО НА ЯДРАХ В ВЕЩЕСТВЕ

Л.Б.Леинсон

Упругое рассеяние нейтрино на ядрах в неидеальной среде при малых переданных импульсах сводится к излучению и поглощению фононов. Сечение νA-рассеяния в этом случае значительно меньше сечения νA-рассеяния в идеальном газе.

В задачах, где рассматривается диффузия нейтрино в плотном коллапсирующем веществе на стадии нейтринной непрозрачности [1, 2] параметр неидеальности среды $\Gamma = Z^2 e^2 n_0^{1/3}/T \gg 1$ (n_0 – равновесная плотность ядер, e – заряд электрона, T – температура среды), а переданный при рассеянии нейтрино с энергией $E \lesssim 100$ Мэв импульс $k \ll Mu$ (M – масса ядра, u – скорость звука в веществе). Взаимодействие между ядрами в веществе приводит к тому, что спектр элементарных возбуждений среды при малых импульсах становится звуковым и рассеяние нейтрино должно сводиться к излучению и поглощению фононов[1)].

Поэтому формула для сечения рассеяния на изолированном ядре [3]

$$\sigma_{\nu A} = \frac{1}{4\pi}[Z(1-4\xi)-N]^2 G_F^2 E^2, \tag{1}$$

($G_F = 10^{-5} m_p^{-2}$, m_p – масса протона, $\xi = \sin^2\theta_W \approx 0{,}22$, θ_W – угол Вайнберга, N – число нейтронов в ядре, $Z = A - N$ – заряд ядра, E – энергия налетающего нейтрино. Система единиц $\hbar = c = 1$), применимая лишь для идеального газа бесспиновых ядер, не может быть использована в расчетах нейтринной прозрачности центральной части коллапсирующей звезды. При малых переданных импульсах нейтрино рассеивается не на отдельных ядрах, а на возмущениях плотности ядер.

Учитывая когерентное взаимодействие нейтрино со всеми нуклонами ядра через нейтральные токи, можно написать взаимодействие нейтрино с флуктуациями плотности ядер[2), 3)]

$$\hat{\mathcal{H}} = \frac{1}{2\sqrt{2}} G_F[Z(1-4\xi)-N](\bar{\Psi}_\nu \gamma_0(1-\gamma_5)\Psi_\nu)\delta n(\mathbf{r}, t). \tag{2}$$

Ядра среды считаются нерелятивистскими, поэтому их 4-ток имеет только временную компоненту $J_0 = (\Psi^+\Psi)$, которая после усреднения по среде равна плотности ядер.

Квадрат матричного элемента, для перехода нейтрино из состояния $p = (E, \mathbf{p})$ в состояние $p' = (E', \mathbf{p} - \mathbf{k})$, где $E = |\mathbf{p}|$, $E' = |\mathbf{p} - \mathbf{k}|$ (массой нейтрино пренебрегаем), усредненный по флу–

---

1) Здесь имеется аналогия с рассеянием в веществе медленных нейтронов. Если нейтрино рассеивается на ограниченном объеме вещества, например на кристалле конечных размеров, возможно еще и когерентное рассеяние на кристаллической решетке с передачей импульса всему кристаллу. Если же нейтрино распространяется в неограниченном кристалле, упругого рассеяния на идеальной кристаллической решетке не происходит (аналогично блоховским электронам в периодическом поле).

2) Используется стандартное представление γ-матриц Дирака, причем $\gamma_5 = \gamma_5^+ = i\gamma_0\gamma_1\gamma_2\gamma_3$.

3) На расстояниях бо́льших электронного дебаевского радиуса R_D слабое взаимодействие нейтрино с ядром экранируется электронами среды [4]. Эта экранировка существенна лишь при энергиях нейтрино $E \sim R_D^{-1}$ (для коллапсара $R_D^{-1} \lesssim 3-5$ МэВ) и здесь не учитывается.

ктуациям плотности среды, равен

$$\overline{|M_{pp'}|^2} = [Z(1-4\xi)-N]^2 G_F^2 \{2EE' + \frac{1}{2}[(E-E')^2 - \mathbf{k}^2]\} \langle \delta n^2 \rangle_{E-E', \mathbf{k}}, \quad (3)$$

где $\langle \delta n^2 \rangle_{\omega, \mathbf{k}}$ – спектральное распределение флуктуаций плотности частиц. При $k \ll Mu$ коррелятор флуктуаций плотности имеет резкие максимумы на частотах, соответствующих звуковым колебаниям $\omega = ku$ [5]

$$\langle \delta n^2 \rangle_{E-E', \mathbf{k}} = \frac{\pi n_0 k}{Mu} \{(N_k + 1)\delta(E - E' - ku) + N_k \delta(E - E' + ku)\}, \quad (4)$$

где $N_k = [\exp(ku/T) - 1]^{-1}$ – число фононов частоты ku в термодинамическом равновесии.

Пренебрегая энергией звуковой волны по сравнению с энергией нейтрино ($ku \ll E$) можно считать рассеяние упругим, т.е. заменить в (4) $\delta(E - E' \mp ku)$ на $\delta(E - E')$ и с помощью (3), (4) вычислить дифференциальное сечение рассеяния нейтрино на угол θ, отнесенное к одному ядру

$$\frac{d\sigma}{d(\cos\theta)} = \frac{\sqrt{2}}{8\pi}[Z(1-4\xi)-N]^2 G_F^2 \frac{E^3}{Mu}[f(\theta) + \frac{1}{2}](1+\cos\theta)(1-\cos\theta)^{1/2}, \quad (5)$$

где

$$f(\theta) = \{\exp[\frac{Eu}{T}\sqrt{2(1-\cos\theta)}] - 1\}^{-1}. \quad (6)$$

При $T = 0$, $f(\theta) = 0$ и рассеяние нейтрино на ядрах сводится к спонтанному излучению фононов. В этом случае полное сечение упругого рассеяния на одном ядре

$$\sigma = \frac{2}{15\pi}[Z(1-4\xi)-N]^2 G_F^2 \frac{E^3}{Mu}. \quad (7)$$

При $T \gg Eu$ преобладают вынужденные процессы излучения и поглощения фононов. Сечение рассеяния нейтрино, отнесенное к одному ядру, в этом случае равно

$$\sigma = \frac{1}{4\pi}[Z(1-4\xi)-N]^2 \frac{T}{Mu^2} G_F^2 E^2. \quad (8)$$

Сравнение (8) с (1) показывает, что только при очень высокой температуре среды $T \sim Mu^2$ (для коллапсирующей материи $Mu^2 \sim 10$ МэВ) сечение рассеяния нейтрино на ядрах в веществе сравнимо с сечением рассеяния на изолированном ядре. При $T \ll Mu^2$ сечение рассеяния нейтрино на ядрах в веществе много меньше (1), что необходимо учитывать в расчетах нейтринной прозрачности коллапсирующей звезды.

Литература

1. *Tubbs D.L.* Ap. J., 1979, **231**, 846.
2. *Bruenn Stephen W.* Ap. J. Suppl. Ser., 1985, **58**, 771.
3. *Freedman D.Z. et al.* Annu. Rev. Nucl. Sci., 1977, **27**, 167.
4. *Леинсон Л.Б. и др* ЯФ, 1988, **48**, 1513.
5. *Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П.* Статистическая физика, часть 2. М.: Наука, 1978.

Институт земного магнетизма,
ионосферы и распространения радиоволн
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
25 января 1990 г.