

## ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ПОТЕРИ И ИНДУЦИРОВАННЫЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЗАРЯД НЕЙТРИНО В ПЛАЗМЕ

В.Н.Ораевский, В.Б.Семикоз, Я.А.Сморodinский

Нейтрино взаимодействует с электромагнитным полем и заряженными частицами в плазме благодаря наличию электромагнитной структуры, происходящей из-за электрослабых взаимодействий<sup>1</sup> и определяемой электромагнитным формфактором  $F_\nu(q^2)$ .

В вакууме нормировка  $F_\nu^{vac}(0) = 0$  отвечает строгому равенству нулю электрического заряда нейтрино, что должно выполняться в любом порядке теории возмущений и проверено в электрослабой теории<sup>1</sup> на уровне однопетлевых радиационных поправок (RC)<sup>4</sup>.

В диспергирующей среде, например, в изотропной плазме взаимодействие нейтрино с макроскопическим самосогласованным электромагнитным полем можно описать с помощью электрического формфактора<sup>1)</sup>

$$F_\nu^{med}(\omega, k) = \frac{G_F(1 + 4\sin^2\theta_w)q^2}{4\pi\sqrt{2}\alpha} (\epsilon_l(\omega, k) - 1), \quad (1)$$

в котором продольная диэлектрическая проницаемость

$$\epsilon_l(\omega, k) = 1 - \Pi_{00}(\omega, k)/k^2 \quad (2)$$

определяется  $\Pi_{00}$  – компонентой тензора поляризации среды и вакуума  $\Pi_{\mu\nu}(\omega, k)$ <sup>5</sup>. В формуле (1)  $G_F$  – константа слабого взаимодействия Ферми ( $M_Z$  – масса Z-бозона),  $\theta_w$  – угол Вайнберга<sup>1</sup>,  $e$  – заряд электрона ( $e^2 = 4\pi\alpha$ ,  $\alpha = 137^{-1}$ ). Формфактор (1) существенно превышает вакуумный для одних и тех же переданных импульсов  $q^2$  ( $\approx$  в 137 =  $\alpha^{-1}$  раз).

Ограничение вкладом лептонных петель в поляризацию среды и вакуума является достаточным приближением в диапазоне малых переданных импульсов  $|q^2|/M_{Z,W}^2 \ll 1$ . Ионы считаются неподвижными, обеспечивающими электронейтральность однородной системы.

В отличие от вакуума, формфактор (1) имеет другую нормировку

$$\lim_{k \rightarrow 0} F_\nu^{med}(0, k) = - \frac{G_F(1 + 4\sin^2\theta_w)}{4\pi\sqrt{2}\alpha r_D^2} \equiv \frac{e_\nu^{инд}}{e}, \quad (3)$$

определяющую ненулевой электрический заряд нейтрино  $e_\nu^{инд}$  в плазме с дебаевским радиусом  $r_D$  (в вакууме  $r_D \rightarrow \infty$ ). Заряд  $e_\nu^{инд}$  возникает вследствие слабого притяжения к нейтрино электронов среды.

1) Используются: система единиц  $\hbar = c = 1$ ; фейнмановская метрика  $q^2 = q_\mu q^\mu = \omega^2 - k^2$ ;  $\mu = 0, 1, 2, 3$ ; стандартное представление  $\gamma$ -матриц Дирака, причем  $\gamma_5 = \gamma_5^+ = i\gamma_0\gamma_1\gamma_2\gamma_3$ .

В целом система остается электронейтральной, т. е. глобальная калибровочная инвариантность не нарушается благодаря отталкиванию зарядов противоположного знака (позитронов) или индуцированию на границе системы (на бесконечности в неограниченной среде) в точности равного компенсирующего заряда (ионов), изотропно распределенных по границе поверхности ("конденсатор"):

Без учета заряженных токов индуцированный электрический заряд нейтрино получен ранее в <sup>2, 3</sup>. Новая зависимость от угла Вайнберга  $\theta_W$  появилась в (3) при использовании полной борновской амплитуды низкоэнергетического  $\nu e$ -рассеяния

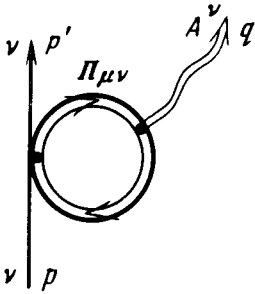
$$M_{Z+W} \sim \sqrt{2} G_F \left( \bar{\nu} \gamma_\mu \frac{(1-\gamma_5)}{2} \nu \right) \left( e \gamma^\mu \frac{(1+4\sin^2\theta_W - \gamma_5)}{2} e \right) \quad (6)$$

В таком матричном элементе источником электромагнитных возбуждений среды, сохраняющих четность, может быть только векторная часть слабого тока электронов, пропорциональная  $\sim (1+4\sin^2\theta_W)$ . В результате заряд (3) не исчезает ни при каком значении угла  $\theta_W$ , что только усиливает предсказанные в <sup>2, 3</sup> эффекты.

Рассмотрим матричный элемент поляризационного излучения продольных плазмонов <sup>2</sup> безмассовым нейтрино

$$\langle p' q | S | p \rangle = -i(2\pi)^4 \left( 4\epsilon_p \epsilon_p | q^2 \frac{\partial \text{Re}\epsilon_l}{\partial \omega} | \right)^{1/2} \delta^{(4)}(p' + q - p) J_\mu^{(\nu)} e^\mu, \quad (4)$$

отвечающий диаграмме, изображенной на рисунке.



Фейнмановская диаграмма поляризационного излучения нейтрино. Двойной петлей обозначен поляризационный тензор  $\Pi_{\mu\nu}$  в среде

Здесь сохраняющийся электромагнитный ток нейтрино ( $J_\mu^{(\nu)} q^\mu = 0$ ) с учетом известных определений продольного тензора поляризации в статистической КЭД <sup>5</sup>  $\Pi_{\mu\nu}^{(l)} = -q^2(\epsilon_j(\omega, k) - 1)e_\mu e_\nu / 4\pi$  и единичного ( $e^2 = -1$ )/4-вектора поляризации продольного плазмона  $e_\mu = (k, \omega \hat{\mathbf{k}}) / \sqrt{q^2}$ , может быть записан в виде

$$J_\mu^{(\nu)} = e F_{med}^{(\nu)}(\omega, k) \bar{\nu}(p') \gamma_\mu \frac{(1-\gamma_5)}{2} \nu(p), \quad (5)$$

где формфактор  $F_{med}^{(\nu)}(\omega, k)$  автоматически принимает вид (1).

Независимым способом формфактор (1) получен в работе <sup>7</sup>, в которой последовательно, методом Боголюбова, получено квантовое кинетическое уравнение для нейтрино с учетом вклада самосогласованного поля, определяемого амплитудой  $\nu e$ -рассеяния.

Поляризационные потери энергии безмассового ( $\epsilon_p = p$ ) нейтрино, определяемые с помощью (4), сводятся к однократному интегралу

$$\frac{dW_{polar}^{(\nu)}}{dl} = \frac{G_F^2 (1+4\sin^2\theta_W)^2}{\pi e^2} \int_{k_{min}}^{k_{max}} \frac{\omega_j(k) q_j^4 dk}{k \left| \frac{\partial \text{Re}\epsilon_j}{\partial \omega} \right|_{\omega=\omega_j}} \left[ 1 - \frac{\omega_j(k)}{p} + \frac{q_j^2}{4p^2} \right], \quad (6)$$

в котором частоты излучения продольного плазмона (решения дисперсионного уравнения  $\epsilon_j(\omega_j, k) = 0$ ) удовлетворяют закону сохранения энергии  $\omega_j = p - |\mathbf{p} - \mathbf{k}|$ , сводящему

<sup>2</sup>) Для фотонов в среде (плазмонов) "масса"  $q^2$  отлична от нуля ( $q^2 \neq 0$ ).

ся в квазиклассическом приближении ( $k \ll p$ ) к условию Вавилова – Черенкова  $\omega = kc$ . Для ленгмюровского плазмона ( $\omega_j \approx \omega_{pe}$ ) нижний предел равен  $k_{min} = \omega_{pe}/c$ , а верхний (для относительно жестких нейтрино  $p > r_D^{-1}$ ) равен  $k_{max} \approx r_D^{-1}$ . В этом случае из (6) получим потери нейтрино.

$$\frac{dW_{polar}^{(\nu)}}{dl} \approx \frac{G_F^2 (1 + 4\sin^2 \theta_W)^2 \omega_{pe}^2}{2\alpha r_D^4}, \quad \left( \omega_{pe} = \sqrt{\frac{4\pi n_0}{m_e}}, \quad n_0 = \frac{p_F^3}{3\pi^2} \right). \quad (7)$$

Численно для металлов величина (7) составляет  $\sim 10^{-25}$  эВ/см.

Сравним коллективные потери (7) со столкновительными для мягких нейтрино в вырожденной изотропной плазме металлов ( $p_F \ll m_e$ ), имеющими вид

$$\frac{dW_{coll}^{(\nu)}}{dl} \cong \frac{3G_F^2}{8\pi^2} \frac{\omega_{pe}^2}{\alpha} \frac{p_F^2 \epsilon_\nu^3}{m_e}, \quad r_D^{-1} < \epsilon_\nu \ll m_e, \quad (8)$$

Отношение потерь (7) и (8) равно  $\frac{dW_{polar}^{(\nu)}/dl}{dW_{coll}^{(\nu)}/dl} \sim \alpha^2 (m_e/\epsilon_\nu)^3$ . Для нейтрино от тритиевого источника ( $\epsilon_\nu \sim$  КэВ) поляризационные потери на два порядка превышают столкновительные, что указывает на важность учета коллективных механизмов во взаимодействии нейтрино со средой (рассмотренный канал не является единственно возможным). Для жестких нейтрино ( $\epsilon_\nu \gg m_e$ ) соотношение потерь уже в пользу столкновительных (в металле  $10\alpha^2 (m_e/\epsilon_\nu)^2 \ll 1$ ).

Отметим, в заключение, что играющие важную роль в динамике коллапса звезд столкновительные потери энергии нейтрино существенно меньше их потерь на электромагнитное излучение (в диапазоне энергий  $\omega_{pe} \ll \epsilon_\nu \ll p_F$ ).

#### Литература

1. Weinberg S. Phys. Rev. Lett., 1967, 19, 1264; Salam A. In: Elementary Particle physics. Almqvist and Wiksells, Stockholm, p. 367, 1968.
2. Ораевский В.Н., Семикоз В.Б. ЖЭТФ, 1984, 86, 796.
3. Ораевский В.Н., Семикоз В.Б. ЯФ, 1985, 42, 705.
4. Bardeen D. Yu., Christova P. Ch., Fedorenko O. M. Nucl. Phys., 1982, B197, 1; Aliev T. M., Vysotsky M. I. ITEP-37 (preprint), 1981.
5. Фрадкин Е.С. Труды ФИАН, 1965, 29, 7.
6. Окунь Л.Б. Лептоны и кварки, М.: Наука, 1984.
7. Semikoz V. B. Preprint IZMIRAN, 53a (527), 1984.

Институт земного магнетизма,  
ионосферы и распространения радиоволн  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
12 марта 1986 г.