

Собственно-энергетический оператор нейтрино в плазме в пределе сверхвысоких энергий

А. В. Кузнецов, Н. В. Михеев, А. М. Шитова

Ярославский государственный университет им. П. Г. Демидова,
Кафедра теоретической физики

24 ноября 2011

Конференция "*Физика фундаментальных взаимодействий*", Москва,
ИТЭФ, 21-25 ноября 2011

Публикации

- ▶ A. K., N. Mikheev, A. Shitova, *Int. J. Mod. Phys. A*, 2011;
arXiv:1108.5620 [hep-ph].

Предыдущие публикации:

- ▶ A. K., N. Mikheev, *Mod. Phys. Lett. A*, 2006;
arXiv:hep-ph/0606262.
- ▶ A. K., N. Mikheev, *Int. J. Mod. Phys. A*, 2007;
arXiv:hep-ph/0701228.

Содержание

- ▶ Определение собственно-энергетического оператора нейтрино в среде
- ▶ Дополнительная энергия нейтрино в плазме
- ▶ Холодная электронейтральная плазма
 - ▶ Нерелятивистский случай
 - ▶ Релятивистский случай
- ▶ Горячая плазма ядер сверхновых

Собственно-энергетический оператор

Влияние внешней активной среды на дисперсионные свойства нейтрино основывается на анализе собственно-энергетического оператора $\Sigma(p)$ (*L. Wolfenstein, Phys. Rev. D, 1978*):

$$M(\nu \rightarrow \nu) = -[\bar{\nu}(p)\Sigma(p)\nu(p)] = -\text{Tr}[\Sigma(p)\rho(p)],$$

Дополнительная энергия ΔE , приобретаемая нейтрино во внешней активной среде:

$$\Delta E = -\frac{1}{2E}M(\nu \rightarrow \nu) = \frac{1}{2E}\text{Tr}[\Sigma(p)\rho(p)]$$

Нейтринный спиновый свет

Влияние плазмы на свойства частиц может открывать новые возможности для реализации процессов, запрещённых в вакууме. Однако при этом необходимо учитывать влияние плазмы на все компоненты процесса (например, поправки к массе электрона, эффективную массу фотона и т.д.)

- ▶ Нейтринный спиновый свет SL_ν : при наличии у нейтрино магнитного момента возникает его взаимодействие с фотоном, приводящее к перевероту спиральности нейтрино; появление дополнительной энергии ΔE только у левых нейтрино в плазме могло бы сделать возможным процесс $\nu_L \rightarrow \nu_R + \gamma$ (см. *A. Studenikin et al., J. Phys. A: Math. Gen. (2008)* и цитированные там работы)

Нейтринный спиновый свет

Как показано в работах: *A. K., N. Mikheev, MPLA (2006); IJMPA (2007)*, для процесса $\nu_L \rightarrow \nu_R + \gamma$ существует кинематическое условие:

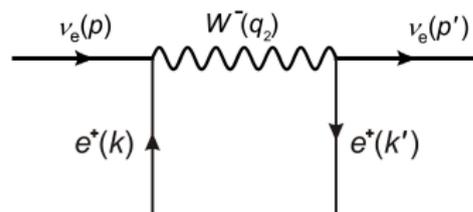
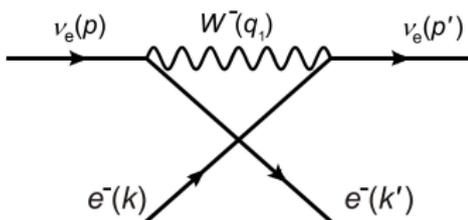
$$2E * \Delta E + \Delta E^2 - m_\gamma^2 > 0,$$

где m_γ — эффективная масса плазмона.

При сверхвысоких энергиях нейтрино дисперсионные свойства фотона становятся несущественными. Однако в этом случае **неправомерен переход к локальному пределу слабого взаимодействия.**

Дополнительная энергия нейтрино в плазме

Взаимодействие ν_e с e^- , e^+ – плазмой:

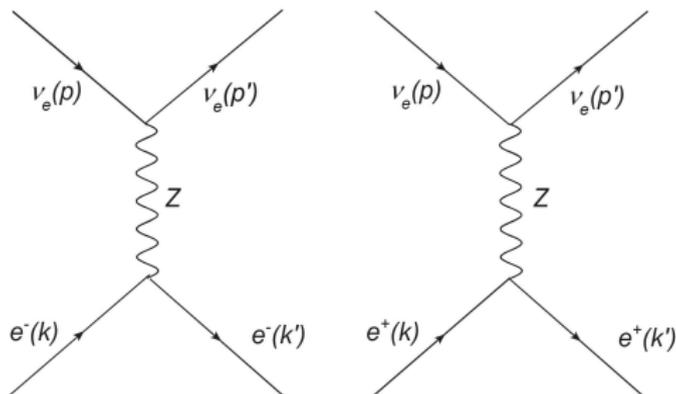


$$M_1 = -\frac{G_F}{\sqrt{2}} [\bar{e}(k')\gamma_\alpha(1 + \gamma_5)e(k)] [\bar{\nu}_e(p')\gamma^\alpha(1 + \gamma_5)\nu_e(p)] \frac{m_W^2}{m_W^2 - q_1^2},$$

$$M_2 = \frac{G_F}{\sqrt{2}} [\bar{e}(-k)\gamma_\alpha(1 + \gamma_5)e(-k')] [\bar{\nu}_e(p')\gamma^\alpha(1 + \gamma_5)\nu_e(p)] \frac{m_W^2}{m_W^{*2} - q_2^2},$$

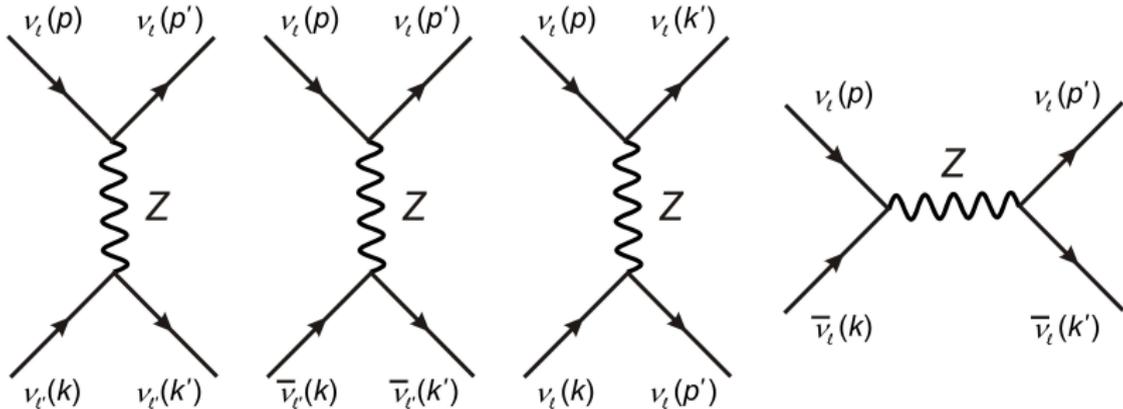
где $q_1 = k - p'$, $q_2 = -p - k$, $m_W^* = m_W - \frac{1}{2}i\Gamma_W$, $\Gamma_W \simeq 2.1 \text{ ГэВ}$

Дополнительная энергия нейтрино в плазме



Диаграммы рассеяния ν_e на электронах и позитронах (аналогично на других компонентах плазмы) через Z -бозон. Поскольку речь идёт о рассеянии «вперёд» (т.е. с нулевой передачей импульса), вклад в ΔE исчерпывается локальным пределом слабого взаимодействия.

Дополнительная энергия нейтрино в плазме



Диаграммы рассеяния ν_ℓ на нейтрино и антинейтрино среды

Дополнительная энергия нейтрино в плазме

Дополнительная энергия нейтрино ν_ℓ (антинейтрино $\bar{\nu}_\ell$) в электронейтральной плазме

$$\Delta E^{\nu_\ell, \bar{\nu}_\ell} = \sqrt{2} G_F \left\{ \mp \frac{1}{2} (N_n - \bar{N}_n) \pm (N_{\nu_e} - \bar{N}_{\nu_e}) \pm (N_{\nu_\mu} - \bar{N}_{\nu_\mu}) \pm \right. \\
 \left. \pm (N_{\nu_\tau} - \bar{N}_{\nu_\tau}) + \delta_{\ell e} [F_1(\pm\mu_e, m_W) - F_2(\mp\mu_e, m_W)] + \right. \\
 \left. + \frac{1}{2} [F_1(\pm\mu_{\nu_\ell}, m_Z) - F_2(\mp\mu_{\nu_\ell}, m_Z)] \right\},$$

$$F_{1,2}(\mu, m) = \frac{2}{(2\pi)^3 E} \int \frac{d^3 k}{\varepsilon} \left(e^{\frac{\varepsilon - \mu}{T}} + 1 \right)^{-1} \frac{(pk)}{\left(1 \pm \frac{2(pk)}{m^2} \right)}.$$

Нерелятивистская холодная плазма

► Солнце, красные гиганты

Температура $T \sim (10^7 - 10^8) \text{ К} \sim (10^{-3} - 10^{-2}) m_e$,
 концентрация электронов $N_e \sim 10^{26} \text{ см}^{-3}$. Эффективная масса
 плазмона: $m_\gamma = \sqrt{4\pi\alpha N_e/m_e}$. Фракция электронов $Y_e \sim 0.6$.

$$\Delta E^{\nu_\ell} = \sqrt{2} G_F N_B \left(\frac{\delta_{\ell e} Y_e}{1 + 2m_e E (m_W)^{-2}} - \frac{1}{2}(1 - Y_e) \right).$$

$$\Delta E^{\bar{\nu}_\ell} = \sqrt{2} G_F N_B \left(\frac{-\delta_{\ell e} Y_e}{1 - 2m_e E (m_W)^{-2} - i\Gamma_W (m_W)^{-1}} + \frac{1}{2}(1 - Y_e) \right).$$

Процесс нейтринного спинового света SL_ν для нейтрино
 кинематически **запрещён**. Для антинейтрино **разрешён** для
 энергий $E > 6 \cdot 10^6 \text{ ГэВ}$ ($\bar{\nu}_e$) и $E > 2 \cdot 10^7 \text{ ГэВ}$ ($\bar{\nu}_\mu, \tau$).

Релятивистская холодная плазма

► Нейтронные звёзды

Концентрация электронов $N_e \sim 10^{37} \text{ см}^{-3}$, $\mu_e \simeq p_F \simeq 60 \text{ МэВ}$,
 фракция электронов $Y_e \sim 0.1$ Эффективная масса плазмона:

$$m_\gamma = (2\alpha/\pi)^{1/2} \mu_e.$$

$$\Delta E^{\nu_\ell, \bar{\nu}_\ell} = \sqrt{2} G_F \left(\mp \frac{1 - Y_e}{2Y_e} N_e \pm \frac{\delta_{\ell e}}{2\pi^2} A_{1,2}(E, \mu_e) \right),$$

$$A_1(E, \mu_e) = \frac{1}{16E^3} \left[4Em_W^2 \mu_e (m_W^2 + 2E\mu_e) - (m_W^6 + 4E\mu_e m^4) \ln \left(1 + \frac{4E\mu_e}{m_W^2} \right) \right],$$

$$A_2(E, \mu_e) = \int_0^{\mu_e} k^2 dk \operatorname{Re} \left[\int_{-1}^1 \frac{(1-x) dx}{1 - i \frac{\Gamma_W}{m_W} - \frac{2E(1-x)k}{m_W^2}} \right].$$

Процесс нейтринного спинового света SL_ν для нейтрино
 кинематически **запрещён**. Для антинейтрино **разрешён** для
 энергий $E > 3 \cdot 10^4 \text{ ГэВ}$ ($\bar{\nu}_e$) и $E > 2 \cdot 10^4 \text{ ГэВ}$ ($\bar{\nu}_{\mu, \tau}$).

- ▶ $w(\bar{\nu}_e + e^- \rightarrow W^-) = -2 \text{Im} \Delta E$. Нерелятивистская холодная плазма:

$$w_{\bar{\nu}_e + e^- \rightarrow W^-}^{\text{non-rel}} = \frac{2\sqrt{2}G_F N_e E_0^2 \Gamma_W / m_W}{E_0^2 \Gamma_W^2 / m_W^2 + (E - E_0)^2}, \quad E_0 \equiv m_W^2 / (2m_e),$$

Длина свободного пробега $\lambda \sim 100$ км (при $E = 10^7$ ГэВ),
 минимальное значение $\lambda \sim 200$ м (при
 $E = E_0 = 6 \cdot 10^6$ ГэВ).

- ▶ Релятивистская холодная плазма (в пределе $E \gg m_W \Gamma_W / \mu_e$):

$$w_{\bar{\nu}_e + e^- \rightarrow W^-}^{\text{rel}} = \frac{G_F m_W^4 \mu_e}{2\sqrt{2}\pi E^2} \left(1 - \frac{m_W^2}{4E\mu_e}\right) \theta\left(E - \frac{m_W^2}{4\mu_e}\right)$$

Длина свободного пробега $\lambda \sim 10^{-5}$ см (при
 $E = 3 \cdot 10^4$ ГэВ).

Процесс $\bar{\nu}_e + e^- \rightarrow W^-$ заведомо доминирует над $SL\nu$.

Горячая плазма ядер сверхновых

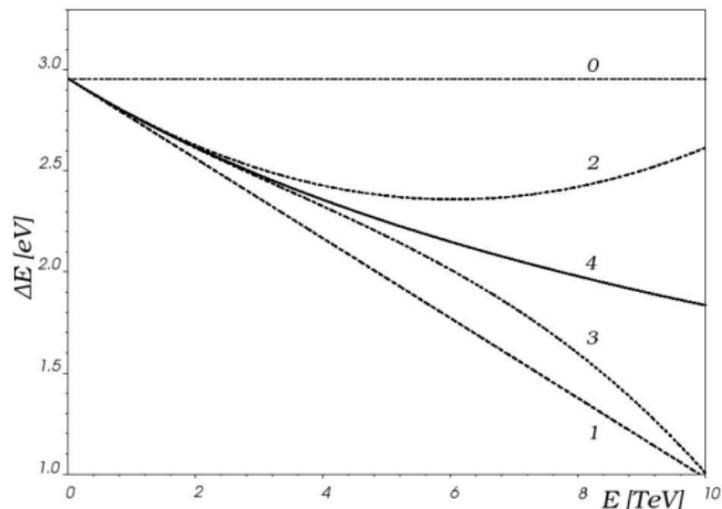
Параметры: $T \sim 30$ МэВ, $\mu_e \sim 160$ МэВ,

Квадрат эффективной массы плазмона:

$$m_\gamma^2 = (2\alpha/\pi)(\mu_e^2 + \pi^2 T^2/3).$$

Процесс нейтринного спинового света SL_ν для нейтрино кинематически **запрещён**. Для антинейтрино **разрешён** для энергий $E > 2 \cdot 10^4$ ГэВ.

Горячая плазма ядер сверхновых



Дополнительная энергия ΔE электронного нейтрино в электрон-позитронной среде в виде разложения в ряд по энергии начального нейтрино: 0 – локальный вклад; 1, 2 и 3 – ΔE с последовательным добавлением нелокальных вкладов $\sim E$, $\sim E^2$ и $\sim E^3$; 4 – точный вид ΔE .

Как и в случае «холодной» плазмы, для $\bar{\nu}_e$ доминирует процесс рождения W -бозонов:



$$w(\bar{\nu}_e + e^- \rightarrow W^-) = \frac{G_F m_W^4 T}{2\sqrt{2} \pi E^2} \ln \left[1 + \exp \left(\frac{4\mu_e E - m_W^2}{4ET} \right) \right],$$

В связи с присутствием в плазме сверхновых термальных нейтрино и антинейтрино, для $\bar{\nu}_\ell, \nu_\ell$ доминирует процесс рождения Z -бозонов:



$$w(\bar{\nu}_\ell + \nu_\ell \rightarrow Z) = \frac{G_F m_Z^4 T}{4\sqrt{2} \pi E^2} \ln \left[1 + \exp \left(\frac{4\mu_{\nu_\ell} E - m_Z^2}{4ET} \right) \right].$$

Заключение

- ▶ При наличии у нейтрино магнитного момента возникает его взаимодействие с фотоном, которое приводит к перевертыванию спиральности нейтрино. А.И. Студеникиным замечено, что появление дополнительной энергии ΔE в плазме только у левых нейтрино могло бы сделать кинематически возможным процесс $\nu_L \rightarrow \nu_R + \gamma$ („нейтринный спиновый свет“).
- ▶ Однако при этом необходимо учитывать влияние плазмы на все компоненты процесса, в частности, появление эффективной массы m_γ у фотона. Возникает порог реакции, $E > E_0 \simeq m_\gamma^2 / (2\Delta E)$.

Заключение

- ▶ При сверхвысоких энергиях нейтрино дисперсионные свойства фотона становятся несущественными. Однако в этом случае непропорционален переход к локальному пределу слабого взаимодействия.
- ▶ Анализ дополнительной энергии нейтрино в плазме с учётом точных выражений для пропагаторов W^- и Z -бозонов показывает, что в случаях, когда „нейтринный спиновый свет“ кинематически разрешён, доминирующими будут процессы $\bar{\nu}_e + e^- \rightarrow W^-$, $\bar{\nu}_e + \nu_\ell \rightarrow Z$.

Спасибо за внимание!