

ИЗМЕНЕНИЕ СПИРАЛЬНОСТИ НЕЙТРИНО В ПЛОТНОЙ ПЛАЗМЕ

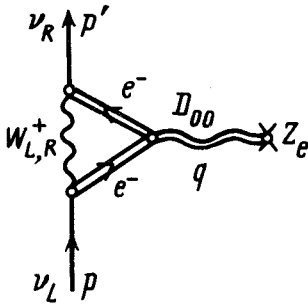
В.Б. Семикоз

В диспергирующей среде в симметричной электрослабой модели $SU_L(2) \otimes SU_R(2) \otimes U(1)$ (с добавлением правых токов) становится возможным изменение спиральности дираковского нейтрино в процессе электромагнитного рассеяния на ядрах, не связанное с наличием вакуумного аномального магнитного момента, но являющееся более эффективным механизмом стерилизации мягких нейтрино с энергией $E \ll p_{Fe}$, где p_{Fe} – фермиевский импульс электронов среды. Получено новое ограничение на параметр смешивания левых и правых $W_{L,R}$ – бозонов в рассматриваемой модели.

В работе ¹ изучалось упругое рассеяние дираковских нейтрино на ядрах в коллапсирующей звезде и было получено астрофизическое ограничение на аномальный магнитный момент нейтрино $\mu_\nu \lesssim 10^{12} \mu_B$, где $\mu_B = e/2m_e$ – магнетон Бора. Усиление процесса изменения спиральности при $\mu_\nu > 10^{12} \mu_B$ привело бы к наблюдению от сверхновой SN1987A дополнительных энергичных нейтрино (более 100 штук по оценкам¹), покинувших нейтриносферу коллапсара стерильными. В магнитном поле звезды и галактики правые нейтрино могут снова стать левыми и были бы зафиксированы в экспериментах с детектором Камиоканда-II. Отсутствие этих сигналов приводит к указанному ограничению магнитного момента.

¹) Используются: система единиц $\hbar = c = 1$; метрика Фейнмана $q^2 = q_\mu q^\mu = \omega^2 - \mathbf{k}^2$; $\mu = 0, 1, 2, 3$.

Мы предлагаем другой механизм стерилизации, не связанный с наличием у нейтрино магнитного момента и дающий добавочные ограничения на параметры теории при использовании схемы рассуждений ¹.



Фейнмановская диаграмма упругого рассеяния нейтрино на кулоновском центре в среде с изменением киральности (левое \Rightarrow правое). В ультрарелятивистском приближении ($m_\nu \approx 0$) те же обозначения для изменения спиральности ($r = -1 \Rightarrow r = +1$). Двойными линиями обозначены пропагаторы электронов и фотона в среде

Рассмотрим, как и в ¹ упругое νA -рассеяние дираковского нейтрино на неподвижном кулоновском центре (ионе с зарядом Z) в плазме. В минимальной симметричной $SU_L(2) \otimes SU_R(2) \otimes U(1)$ модели к известным слагаемым, обязанным нейтральным токам и поляризации плазмы, экранирующей сечение νA -рассеяния ², кроме изученного в ^{1,3} взаимодействия аномального магнитного момента с электромагнитным полем заряженных частиц, добавится вклад диаграммы с изменением спиральности (см. рисунок), определяемый матричным элементом (в системе покоя среды как целого)

$$M_{fi} = \frac{\sin 2\xi G_F \sqrt{2} Z r_D^2}{1 + (kr_D)^2} \left[\frac{k^2 B(\omega, k)}{\omega} \right]_{\omega=0} \bar{\nu}_f(\mathbf{p}') \nu_i(\mathbf{p}) \frac{2\pi\delta(E-E')}{2\sqrt{EE'}}. \quad (1)$$

Здесь $G_F = \pi\alpha/\sqrt{2}M_W^2 \sin^2 \theta_W \cong 10^{-5}/m_p^2$ — константа Ферми, $\alpha = 137^{-1}$, θ_W — угол Вайнберга, m_p , M_W — массы протона и W — бозона, $q_\mu = p_\mu - p'_\mu$ — переданный импульс ($\omega = E - E' = 0$, $k = 2E \sin(\theta/2)$). В используемом пределе $m_{W_2} \rightarrow \infty$ учтен доминирующий вклад от W_1 — бозона со смешиванием $W_1 = \cos \xi W_L + \sin \xi W_R$, определяемым углом ξ (в этом пределе $m_{W_1} \approx M_W$). Функция Грина плазмона $D_{00} = 4\pi/(k^2 + r_D^{-2})$ определяется радиусом Дебая ($r_D \approx r_{Di}$) в плазме с вырожденными электронами $p_{Fe} \gg T$, где p_{Fe} — фермиевский импульс электронов, T — температура среды. Наконец, новый формфактор $B(\omega, k)$ в (1), появляющийся в электромагнитной вершине нейтрино Дирака $\Gamma_\mu^{(D)}(\omega, k)$ для рассматриваемой модели, определяется векторным вкладом, отсутствующим у нейтрино Майорана и равным в точечном (фермиевском) приближении сохраняющейся ($\Gamma_\mu q^\mu = 0$) величине

$$\frac{G_F \sqrt{2}}{4\pi\alpha} \sin 2\xi B(\omega, k) \left[q_\mu - \frac{q^2 \Omega_\mu}{(q\Omega)} \right], \quad (2)$$

где Ω_μ — 4-скорость среды как целого. В вакууме подобный вклад в вершине Γ_μ , отвечающий в t -канале полному спину $\nu\bar{\nu}$ -пары $S=0$, невозможен ($B_{vac} = 0$) именно из-за сохранения 4-тока $J_\mu = B_{vac} \cdot q_\mu$ ($J_\mu q^\mu = 0$ даже вне массовой поверхности, $q^2 \neq 0$). В среде, покоящейся как целое ($\Omega_\mu = \delta_{\mu 0}$), статический предел

$$\lim_{\omega \rightarrow 0} \left[\frac{B(\omega, k) k^2}{\omega} \right] = 2m_e A(0, k) \quad (3)$$

определяется магнитным формфактором $A(\omega, k)$, вычисленным ранее в работе ⁴. Появление в (3) множителя m_e — массы покоя электрона отвечает перебросу спина на внутренней электронной линии фейнмановской диаграммы в среде (см. рисунок). Величи-

на $A(0, k)$, имеющая вид

$$A(0, k) = -\frac{16\pi^2 \alpha}{k} \int_0^{\infty} p dp [f^{(-)}(E_p) - f^{(+)}(E_p)] \ln \left| \frac{2p+k}{2p-k} \right|, \quad (4)$$

определяется равновесными функциями распределения электронов и позитронов

$$f^{(\mp)}(E_p) = \frac{2}{(2\pi)^3} [\exp [(E_p \mp \mu)/T] + 1]^{-1}$$

и в вырожденном электронном газе равна

$$A(0, k) = -\frac{4\alpha}{\pi k} \left[\frac{k p_{Fe}}{2} + \left(\frac{p_{Fe}^2}{2} - \frac{k^2}{8} \right) \ln \left| \frac{2p_{Fe} + k}{2p_{Fe} - k} \right| \right]. \quad (4')$$

Подстановка (3), (4') в (1) ведет к сечению в ВКБ приближении ($k \ll p_{Fe}$)

$$\sigma = \frac{8}{\pi^3} \left[Z G_F \alpha \sin 2\xi m_e \frac{p_{Fe}}{E} \right]^2 \left[\ln \left| 1 + 4(E r_D)^2 \right| - \frac{4(E r_D)^2}{1 + 4(E r_D)^2} \right]. \quad (5)$$

Сравним это сечение со случаем швингеровского рассеяния (рассеяния аномального магнитного момента на кулоновском центре), анализировавшегося в ¹; ²)

$$\sigma = Z^2 \mu_v^2 \alpha \left[\ln \left| 1 + 4(E r_D)^2 \right| - \frac{4(E r_D)^2}{1 + 4(E r_D)^2} \right]. \quad (6)$$

В рассматриваемой модели магнитный момент равен ⁵

$$\mu_v = \frac{G_F e m_e \sin 2\xi}{2\sqrt{2}\pi^2}, \quad (\mu_v \lesssim 10^{-14} \mu_B, \sin 2\xi \lesssim 0,1). \quad (7)$$

Нетрудно видеть, что сечение рассеяния с изменением спиральности (5) отвечает некоторому эффективному "магнитному моменту"

$$\mu_{\text{эфф}} = 8\sqrt{\pi} \frac{p_{Fe}}{E} \mu_v \quad (8)$$

значительно превышающему относительно небольшой магнитный момент (7).

Далее следуя рассуждениям ¹, (см. выше) мы должны ограничить "момент" (8) величиной $\mu_{\text{эфф}} \lesssim 10^{-12} \mu_B$. Это в свою очередь накладывает ограничение на энергию нейтрино E

$$E \gtrsim \frac{10\sqrt{2}}{\pi^{3/2}} \sin 2\xi p_{Fe},$$

которая всегда меньше энергии ультрарелятивистских электронов $E_{Fe} \cong p_{Fe}$ ($E \ll p_{Fe}$), образующих левые нейтрино в урка-процессе. Отсюда следует астрофизическое ограничение на параметр смешивания в минимальной симметричной $SU_L(2) \otimes SU_R(2) \otimes U(1)$ - модели

$$\sin 2\xi \lesssim \pi^{3/2} / 10\sqrt{2} \sim 0,4, \quad (9)$$

являющееся менее жестким, чем полученное в ⁶ $\sin 2\xi \lesssim 0,1$. Однако, если за время диффузии левых нейтрино внутри нейтриносферы стерильные нейтрино будут образовываться уже из термализованных нейтрино³) (с энергией $E \ll p_{Fe}$), то астрофизическое ограничение будет более жестким, чем в (9) (соответственно в $p_{Fe}/E \gg 1$ раз). Это существенно дополнит лабораторное ограничение на параметр смешивания ⁶.

²) В ¹ использовался предел $E \gg \bar{r}_D^{-1}$ со слабой экранировкой.

³) Левые нейтрино теряют свою энергию в νe столкновениях с вырожденными электронами.

Литература

1. *Nötzold D.* Phys. Rev. D, 1988, 38, 1658.
2. *Leinson L.B., Oraevsky V.N., Semikoz V.B.* Phys. Lett. B, 1988, 209, 80.
3. *Kyuldiev A.B.* Nucl. Phys. B, 1984, 243, 387.
4. *Семикоз В.Б.* ЯФ, 1987, 46, 1592.
5. *Duncan M.J., Grifols J.A., Mendez A., S.Uma Sankar.* Phys. Lett. B, 1987, 191, 304.
6. *Beg M.A., Rudny R.V., Mohapatra R., Sirlin A.* Phys. Rev. Lett., 1977, 38, 1250.

Институт земного магнетизма, ионосферы и
распространения радиоволн
Академии наук СССР

Поступила в редакцию

23 января 1989 г.