

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СОЛНЕЧНЫХ НЕЙТРИНО С РЕЛИКТОВЫМ ФОНОМ

Л.М. Сладь

Аннигиляция солнечных нейтрино на реликтовых электронных антинейтрино в пару аксиальных фотонов и комптон-эффект реликтовых аксиальных фотонов на солнечных нейтрино могут привести к заметному ослаблению потока солнечных нейтрино у поверхности Земли. Исходя из экспериментальных результатов на ^{37}Cl , в работе даны предсказания для предстоящих экспериментов на ^{71}Ga и ^{115}In .

Проблема солнечных нейтрино — расхождение между теоретическими предсказаниями стандартной солнечной модели и между экспериментальными результатами на ^{37}Cl ¹ — существует около 20 лет. Предположение об осцилляциях нейтрино ², возникшее в связи с этой проблемой, не имеет пока установленных экспериментальных свидетельств. Также не ясна мера справедливости гипотезы о нестабильности электронного нейтрино ³, предложенная для решения проблемы солнечных нейтрино. Ожидается, что в этом плане многое прояснят эксперименты на ^{71}Ga ⁴ и на ^{115}In ⁵.

В настоящей работе мы предлагаем еще один подход к решению названной проблемы. Исходным пунктом для нас является предположение ⁶ о существовании аксиального электромагнитного поля B_ρ , взаимодействующего с нейтрино:

$$\mathcal{L}_{int} = i g_e \bar{\nu}_e \gamma_\rho \gamma_5 \nu_e B_\rho + i g_\mu \bar{\nu}_\mu \gamma_\rho \gamma_5 \nu_\mu B_\rho + \dots \quad (1)$$

На пути к Земле солнечное нейтрино, благодаря взаимодействию (1), может испытать столкновение с реликтовыми нейтрино, антинейтрино и аксиальными фотонами. Как известно ⁷, реликтовый фон каждого сорта (анти-) нейтрино обладает температурой $T = 1,9$ К и плотностью $n = 110$ частиц \cdot см⁻³ для одной поляризации. Из-за теплового равновесия такой же температурой и плотностью обладает реликтовый фон аксиальных фотонов. Реликтовые частицы в интервале энергий от ω_2 до $\omega_2 + d\omega_2$ имеют плотность, задаваемую распределениями Ферми – Бозе

$$n(\omega_2) d\omega_2 = C \left[\exp\left(\frac{\omega_2 - \mu}{kT}\right) \pm 1 \right]^{-1} \omega_2^2 d\omega_2, \quad (2)$$

где C – нормировочный множитель, знак плюс стоит для фермионов, минус – для бозонов, μ – химический потенциал, который в первом приближении можно положить равным нулю ⁷.

Рассмотрим отдельные процессы взаимодействия солнечных нейтрино с реликтовым фоном.

Аннигиляции солнечных нейтрино с импульсом k_1 (энергия ω_1) и реликтового электронного антинейтрино с импульсом k_2 (энергия ω_2) в пару аксиальных фотонов с импульсами k'_1 и k'_2 (энергии ω'_1 и ω'_2) отвечает квадрат матричного элемента

$$|M|^2 = \frac{(2\pi)^8 g_e^4}{4 \omega_1 \omega_2 \omega'_1 \omega'_2} \left[\frac{(k_1 k'_2)}{(k_1 k'_1)} + \frac{(k_1 k'_1)}{(k_1 k'_2)} \right]. \quad (3)$$

При вычислении соответствующего сечения встает вопрос об устранении расходимости имеющегося интеграла, обусловленной безмассовостью участвующих в процессе частиц. Конечность этого и других сечений мы обеспечиваем путем кинематического ограничения:

$$-(k_1 k'_1) \geq \lambda^2, \quad -(k_1 k'_2) \geq \lambda^2. \quad (4)$$

Анализ вопросов об истоках возникновения размерного параметра в аксиальной динамике, о величине λ , о корректности соотношений (4) будет дан в другой работе.

Из (3) с учетом (4) для сечения обсуждаемой аннигиляции, усредненного по направлениям импульса реликтовых антинейтрино, получаем

$$\sigma_A = \frac{\pi \beta_e^2}{\omega_1 \omega_2} \left(\ln^2 \frac{\omega_1 \omega_2}{e \lambda^2} + 1 \right), \quad \beta_e = g_e^2 / 4\pi. \quad (5)$$

Комптон-рассеянию реликтового аксиального фотона с энергией ω_2 на солнечном нейтрино с энергией ω_1 отвечает сечение ($\omega_0 \gg \omega_2$)

$$\sigma_k (0 \leq \omega'_1 \leq \omega_0) = \frac{\pi \beta_e^2}{2 \omega_1 \omega_2} \left[\ln^2 \frac{\omega_0 \omega_2}{\lambda^2} + \ln \frac{\omega_1}{\omega_1 - \omega_0} + \frac{\omega_0^2}{\omega_1^2} \ln \frac{(\omega_1 - \omega_0) \omega_2}{\lambda^2} - \frac{\omega_0}{\omega_1} - \frac{\omega_0^2}{2 \omega_1^2} \right]. \quad (6)$$

Здесь ω'_1 обозначает энергию электронного нейтрино в конечном состоянии.

Как показывают численные расчеты, $\ln \frac{\omega_1 \omega_2}{\lambda^2}$ при $\omega_1 \sim 1$ МэВ и $\omega_2 \sim kT$ имеет величину не меньше, чем 250. Поэтому мы не приводим сечений для аннигиляции солнечных нейтрино на реликтовых электронных антинейтрино в пару нейтрино-антинейтрино и для упругого рассеяния солнечных нейтрино на реликтовых (анти-) нейтрино всех сортов, которые пропорциональны первой степени логарифма и приводят к малому изменению скоростей переходов атомных элементов.

Из формул (5), (6) и (2) следует, что на поверхности Земли поток Φ электронных нейтрино с энергиями выше пороговых для атомных переходов таков:

$$\Phi(\omega_1) = \Phi_0(\omega_1) \exp(-\omega / \omega_1), \quad (7)$$

где Φ_0 — поток, даваемый стандартной солнечной моделью, а энергия ω определяется соотношением

$$\frac{0,8 n L \pi \beta_e^2}{k T \omega} \ln^2 \frac{k T \text{ 1 МэВ}}{\lambda^2} = 1, \quad (8)$$

где L — расстояние от Солнца до Земли.

Стандартная солнечная модель для переходов ^{37}Cl в ^{37}Ar дает скорость $7,6 \pm 3,3$ SNU (3σ — ошибка), а экспериментальная цифра равна $2,1 \pm 0,3$ SNU (1σ — ошибка)¹. В наших численных расчетах использовались: форма спектра солнечных нейтрино от отдельных источников из¹; зависимость от энергии сечений $\sigma(\nu_e \text{ } ^{37}\text{Cl} \rightarrow e^- \text{ } ^{37}\text{Ar})$ и $\sigma(\nu_e \text{ } ^7\text{Li} \rightarrow e^- \text{ } ^7\text{Be})$ из⁸. Мы получаем, что $\omega = 10,5 \pm 3,2$ МэВ (1σ — ошибка) и из (8)

$$\beta_e \ln \frac{k T \text{ 1 МэВ}}{\lambda^2} = (3,1 \pm 0,5) \cdot 10^{-2}. \quad (9)$$

Так как $\beta_\mu \leq 0,9 \cdot 10^{-4}$ (см. ⁹), то при условии $\beta_\mu = \beta_e$ имеем $\ln \frac{k T \text{ 1 МэВ}}{\lambda^2} \geq 3,4 \cdot 10^2$.

Наши предсказания приведены в последнем столбце таблицы (в таблице: N — количество сортов нейтрино, ошибка — 3 стандартных отклонения).

Мишень	Скорость переходов (SNU)		
	Стандартная солнечная модель	Осцилляции нейтрино ¹⁰ ($N=4$)	Взаимодействие с реликтовым фоном. Нестабильность нейтрино
⁷ Li	$46,3 \pm 14,1$	$11,6 \pm 3,5$	$5,7 \pm 3,0$
⁷¹ Ga	$106_{-8,7}^{+12,5}$	$26,5_{-2,2}^{+3,1}$	$0,5 \pm 0,2$
¹¹⁵ In	700 ± 65	175 ± 16	$1,4 \pm 0,7$

Предположение о нестабильности электронного нейтрино³ (с временем жизни 48 ± 11 с при энергии 1 МэВ) и предположение о взаимодействии солнечных нейтрино с реликтовым фоном дают для атомных переходов тождественные результаты. Различие между взаимодействием нейтрино вида (1) или ³: $\bar{\nu}_e \nu_i \phi$, $\bar{\nu}_e \nu_i \phi_1 \phi_2$, $\bar{\nu}_e \nu_i \bar{\nu}_j \nu_j$ ($i, j \neq e$) — возможно в принципе установить с помощью двух экспериментов. В распадах $K[\pi] \rightarrow \nu X$, где X — недетектируемые частицы, спектр мюонов должен быть растущим, если $X = \nu \phi$ или $\nu +$ аксиальный фотон⁹, и падающим, если $X = \nu \phi \phi$ или $\nu \bar{\nu} \nu$ ¹¹. Количество событий с одиночными электронами (позитронами), рождающимися при рассеянии пучка мюонных нейтрино на нуклонах, может дать свидетельство того, есть ли в пучке избыток немюонных нейтрино по сравнению с расчетной примесью электронных нейтрино от распадов K -мезонов.

Автор глубоко признателен А.М.Балдину за обсуждение и поддержку работы.

Литература

2. *Pontecorvo B.* ЖЭТФ, 1967, 53, 1717.
3. *Bahcall J.N., Cabibbo N., Yahil A.* Phys. Rev. Lett., 1972, 28, 316.
4. *Hampel W.* In: Neutrino 81. University of Hawaii, 1981, vol. 1, 6.
5. *Raghavan R.S.* In: Neutrino 81, University of Hawaii, 1981, vol. 1, 27.
6. *Сладь Л.М.* ЯФ, 1978, 27, 1417.
7. *Вайнберг С.* Гравитация и космология. М.: Мир, 1975.
8. *Bahcall J.N.* Rev. Mod. Phys., 1978, 50, 881.
9. *Сладь Л.М.* ДАН, 1982, 265, 615; *Slad' L.M.* Preprint of Institute for Theoretical Physics (Kiev) ITP-82-67E, 1982.
10. *Bilenky S.M., Pontecorvo B.* In: Neutrino' 77. Moscow, Nauka, 1978, p. 48.
11. *Bardin D.Yu., Bilenky S.M., Pontecorvo B.M.* Phys. Lett., 1970, 32B, 121.

Московский
государственный университет
им. М.В.Ломоносова

Поступила в редакцию
21 сентября 1982 г.