

УСИЛЕНИЕ ОСЦИЛЛАЦИЙ НЕЙТРИНО В ВЕЩЕСТВЕ ЗЕМЛИ

B.K. Ермилова, B.A. Царев, B.A. Чечин

Показана возможность усиления осцилляций нейтрино в веществе Земли и повышения на этой основе чувствительности экспериментов по поиску осцилляций (при $\theta_v \ll 1$) и нейтринному зондированию Земли.

Когерентное рассеяние нейтрино в веществе на длинах $l_0 = 1/2G N_e \cong 3,5 \cdot 10^4$ км/ρ (G – константа Ферми, N_e – плотность электронов, ρ – плотность вещества в г/см³) может оказывать существенное влияние на характер нейтринных осцилляций ¹. Так, в подземных экспериментах с атмосферными нейтрино, проходящими через Землю, оно приводит к снижению примерно на порядок их чувствительности к величине Δm^2 ². В то же время в некоторых "резонансных" условиях при $\theta_v \ll 1$ (θ_v – угол смешивания в вакууме) возможно усиление осцилляций ³. В настоящей работе покажем, что подобное усиление может возникать в пучках нейтрино от ускорителей (1 ГэВ $\lesssim E_\nu \lesssim 1$ ТэВ) при прохождении их через Землю. Этот эффект может оказаться полезным как для поиска осцилляций, так и для нейтринной геофизики ⁴.

Распределение вещества ρ(x) в Земле является существенно неоднородным, поэтому решение, полученное в ¹, неприменимо. Для случая двух типов нейтрино (ν_e, ν_μ) перейдем в уравнениях, описывающих осцилляции ¹ к исходному базису ν_e, ν_μ . Тогда

$$i \frac{d}{d\tau} \begin{vmatrix} \nu_\mu \\ \nu_e \end{vmatrix} = \hat{H}(\tau) \begin{vmatrix} \nu_\mu \\ \nu_e \end{vmatrix}, \quad (1)$$

где $\hat{H}(\tau) = \vec{\omega}(\tau) \vec{\sigma}$, $\vec{\sigma}$ – матрицы Паули, $\vec{\omega}(\tau) = \{-\sin 2\theta_v, 0, \cos 2\theta_v - l_v/l_0(\tau)\}$, $l_v = 4\pi E_\nu/(m_1^2 - m_2^2) \cong 2,5$ км E_ν (ГэВ)/ Δm^2 (эВ²) – длина вакуумных осцилляций, $\tau = \pi x/l_v$, $\hbar = c = 1$. Следовательно

$$\begin{vmatrix} \nu_\mu(\tau) \\ \nu_e(\tau) \end{vmatrix} = \hat{T}_\tau \exp \left[-i \int_0^\tau \hat{H}(\tau') d\tau' \right] \begin{vmatrix} \nu_\mu(0) \\ \nu_e(0) \end{vmatrix}. \quad (2)$$

При $\rho = \text{const} = \bar{\rho}$ отсюда следует результат Вольфенштейна ¹:

$$P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e}(x) = (\sin^2 2\theta_v) \omega^{-2} \sin^2 \omega \tau; \quad \omega = \left(1 - 2 \cos 2\theta_v \frac{l_v}{l_0} + \frac{l_v^2}{l_0^2} \right)^{1/2}.$$

Для переменной плотности удобно, исключив $|\nu_\mu\rangle$, перейти к уравнению второго порядка для $\xi = |\nu_e\rangle$:

$$\frac{d^2 \xi}{d\tau^2} + f(\tau) \xi = 0; \quad f(\tau) = \omega^2(\tau) + iD(\tau); \quad D(\tau) = \frac{d}{d\tau} \left[\frac{l_v}{l_0(\tau)} \right] \quad (3)$$

с начальными условиями $\xi(0) = 0$; $\frac{d}{d\tau} \xi(0) = i \sin 2\theta_v$. Другой возможный подход к вычислению $P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e}$ – переход в ¹ к гайзенберговскому уравнению движения для оператора спи-

на $s = \vec{\sigma}/2$

$$d\langle \hat{s} \rangle / d\tau = 2\vec{\omega} \times \langle \hat{s} \rangle \quad (4)$$

с начальными условиями $\langle \hat{s}(0) \rangle = \{ 0; 0; 1 \}$ и $P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e} = (1 - \langle \hat{s}_z \rangle)/2$. Система трех уравнений (4), описывающих прецессию спина в переменном магнитном поле $\vec{\omega}(\tau)$, эквивалентна используемой в ³.

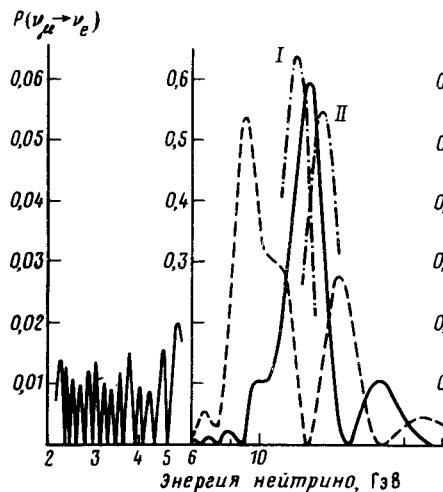


Рис. 1

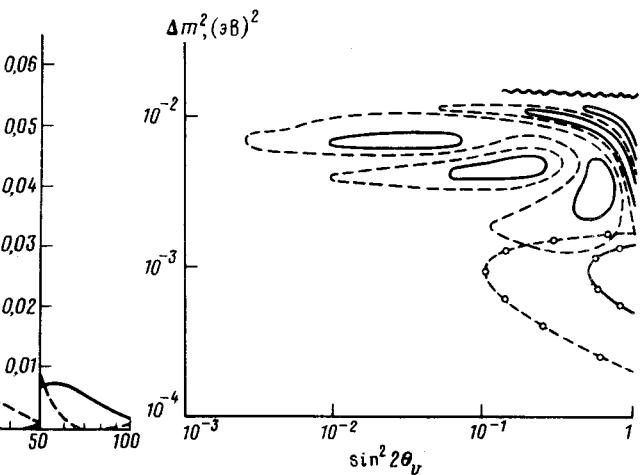


Рис. 2

Рис. 1. Зависимость $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$ от E_ν при $x = 12800$ км, $\Delta m^2 = 10^{-2}$ эВ², $\sin^2 2\theta_\nu = 10^{-2}$. Сплошная кривая – модель B распределения плотности в Земле, пунктирная – модель A (согласно ⁵); штрих-пунктирные кривые: $\rho_I = 1,1\rho_B$ (I); $\rho_{II} = 0,9\rho_B$ (II). Левая и правая части рисунка даны в другом масштабе.

Рис. 2. Линии уровня функции $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$ при $x = 12800$ км, $E_\nu = 10$ ГэВ, $\rho(x) = \rho_B$. Сплошные кривые – $P = 0,5$; пунктирные – $P = 0,1$. Значком – \circ – отмечены нижние ветви соответствующих кривых для $\rho = 0$

Результаты численного решения уравнения (3) для реалистической модели распределения плотности вещества в Земле ⁵ показаны на рис. 1 и 2. Рис. 1 дает зависимость $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$ от E_ν при движении нейтрино по диаметру Земли. Видно, что при приближении E_ν к "резонансному" значению, соответствующему $l_\nu/l_0^{(\text{я})} = \cos 2\theta_\nu$ ³ ($l_0^{(\text{я})}$ отвечает плотности вещества ядра Земли), амплитуда осцилляций увеличивается и при $\Delta m^2/E_\nu = \approx 0,77 \cdot 10^{-3}$ эВ²/ГэВ примерно в 60 раз превосходит амплитуду осцилляций в вакууме. При этом P оказывается весьма чувствительным к величине ρ : изменение ρ на 10% меняет P на $\sim 50\%$. Это означает, что "осцилляционный" метод является гораздо более чувствительным для измерения ρ , нежели метод поглощения ⁵, при котором $\Delta \mathcal{F}_\nu/\mathcal{F}_\nu \sim 10^{-4} E_\nu$ (ГэВ) $\Delta M/M$. При 10^{-2} эВ² $\lesssim \Delta m^2 \lesssim 1$ эВ² наблюдение осцилляций требует (для измерения массы M на пути пучка с заданной точностью) в $10^3 - 10^7$ раз меньше времени, чем метод поглощения при тех же энергиях нейтрино E_ν . Важно отметить, что в отличие от метода поглощения, чувствительного только к M , в методе осцилляций, проводя измерения P при различных E_ν , можно в принципе восстановить линейное распределение плотности $\rho(x)$ вдоль пучка (аналог одномерной обратной задачи рассеяния). При этом, если $\Delta m^2 \sim 10^{-1} \div 10^{-3}$ эВ², то оптимальные для таких экспериментов энергии нейтрино доступны как для крупнейших существующих ускорителей, так и для ускорителей следующего поколения. Реализуемость подобных экспериментов иллюстрируется следующими примерами. Так на сооружаемом ускорителе УНК с $E_p = 3$ ТэВ могут быть получены ⁶ квазимохроматические пучки нейтрино с $\Delta E/E_\nu \cong 5\%$ в интервале $E_\nu = 20 - 250$ ГэВ. При проектной интенсивности $N_p = 6 \cdot 10^{14}$

протонов в импульсе, длине распадного канала $\sim 1,5$ км в детекторе радиусом 20 м на расстоянии $L = 6400$ км (α -пучка = 30°) будет зарегистрировано 2 – 3 "сопровождающих" мюона (от взаимодействий нейтрино в веществе перед детектором) за импульс или $(4 \div 6) \cdot 10^4$ мюонов за месяц работы. Это значительно превосходит минимально необходимую статистику ($N_\mu \lesssim 100$), поскольку ожидаемый эффект составляет $P \cong 0,1 - 1$. Для существующего ускорителя У-70 ($E_p = 70$ ГэВ) при тех же условиях для набора необходимой статистики понадобится несколько месяцев.

Рассматриваемый эффект может также повысить чувствительность экспериментов по поиску осцилляций при $\theta_\nu \ll 1$. На рис. 2 показаны линии уровня величины P ($\nu_\mu \rightarrow \nu_e$) на плоскости $\Delta m^2, \sin^2 2\theta_\nu$. Для немонохроматического пучка тонкая структура линий уровня усреднится. Однако для достаточно узкополосного спектра $\Delta E_\nu/E_\nu \lesssim 0,1$ вид кривых на рис. 2 изменится несущественно. Для сравнения показаны также линии уровня при $\rho = 0$. Видно, что при $\sin^2 2\theta_\nu \cong 1$ линии для $\rho \neq 0$ лежат выше, чем при $\rho = 0$, что отвечает снижению чувствительности осцилляционных экспериментов в веществе, отмеченному в [2]. Однако, при $\sin^2 2\theta_\nu \ll 1$ на плоскости $\Delta m^2, \sin^2 2\theta_\nu$ имеется область, где из-за усиления в веществе P сравнима с единицей. Это существенно облегчает поиск осцилляций при Δm^2 (эВ²) / E_ν (ГэВ) $\sim 10^{-3}$. Для совместного определения $\Delta m^2, \sin^2 2\theta_\nu$ и $\rho(x)$ необходима комбинация экспериментов с различными E_ν и ρ .

Авторы благодарны Г. Т. Зацепину, С.П. Михееву и Ю.А. Смирнову за полезные обсуждения.

Литература

1. *Wolfenstein L. Phys. Rev.*, 1978, D17, 2369.
2. *Boliev M.M., Butkevich A.V., Chudakov A.E. XIX ICRL, v. 8*, 171.
3. *Михеев С.П., Смирнов Ю.А. ЯФ*, 1985, 42, 1441.
4. *Царев В.А. КСФ* 1985, 11, 48.
5. *Волкова Л.В., Зацепин Г.Т. Изв. АН СССР, серия физич.*, 1974, 38, 1000; *De Rujula A. et al. Phys. Rep.*, 1983, 99, 342.
6. *Баранов Д.С., Волков Б.С., Герштейн С.С. и др. Препринт ИФВЭ 83-87*, 1983.