

РЕЗОНАНСНОЕ УСИЛЕНИЕ ОСЦИЛЛЯЦИЙ В ВЕЩЕСТВЕ И СПЕКТРОСКОПИЯ СОЛНЕЧНЫХ НЕЙТРИНО

МИХЕЕВ С. П., СМИРНОВ А. Ю.

ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ АН ССРСР

(Поступила в редакцию 4 декабря 1984 г.)

Вещество может усиливать нейтринные осцилляции (увеличивать параметр смешивания $\sin^2 2\theta_m$). При малых углах смешивания в вакууме усиление носит резонансный характер по энергиям нейтрино или по плотности среды. В широком интервале осцилляционных параметров $\Delta m^2 = 10^{-4} \div 10^{-2}$ эВ² и $\sin^2 2\theta > 10^{-4}$ этот резонансный эффект существует для солнечных нейтрино. Он приводит к сильному подавлению нейтринного потока даже при малых $\sin^2 2\theta$.

1. Введение

Взаимодействия нейтрино со средой изменяют картину нейтринных осцилляций [1, 2]. Влияние среды носит когерентный характер и в значительной мере аналогично хорошо известному эффекту трансмиссионной (когерентной) регенерации *K*-мезонов.

В среде с постоянной плотностью общий вид эволюции нейтринных состояний тот же, что и в случае вакуумных осцилляций, влияние же взаимодействий сводится к изменению глубины колебаний (угла смешивания θ_m) и осцилляционной длины (l_m) [1-4]. Были получены соотношения между параметрами осцилляций в веществе θ_m , l_m и вакууме θ , l_v в зависимости от плотности вещества ρ . При этом отмечалось [1-3], что взаимодействие может приводить как к подавлению ($\theta_m < \theta$), так и к усилению ($\theta_m > \theta$) осцилляций.

В качестве приложений этого эффекта рассматривалось распространение осциллирующего нейтринного пучка в Солнце [1, 5], сверхновых [5, 6] и Земле [7]. Отмечалось, в частности, что при длинах осцилляций l_v , больших радиуса Солнца, внутри Солнца происходит подавление осцилляций, и при вычислении эффекта на Земле нужно учитывать расстояние только от солнечной поверхности.

В настоящей работе показано, что при определенных условиях влияние среды носит резонансный характер. В связи с этим рассмотрены осцилляции в среде с изменяющейся плотностью. Обсуждается резонансное усиление осцилляций в сверхновых и главным образом в Солнце.

Поток солнечных нейтрино, измеренный в хлор-аргонном эксперименте [8], как известно, оказался примерно в 4 раза меньше предсказываемого стандартной солнечной моделью [9]. В качестве одной из возможных причин этого расхождения рассматриваются осцилляции нейтрино [10]. Если длина осцилляций в вакууме l_v сравнима с расстоянием от Солнца до Земли, то на Земле можно наблюдать не усредненный эффект и при максимальном смешивании поток электронных нейтрино может уменьшаться в 10 раз [11]. При значениях l_v много меньших расстояния от Солнца до Земли, эффект осцилляций будет усредниться и по энергиям нейтрино, и по точке рождения в Солнце. В этом случае фактор подавления нейтринного потока при максимальном смешивании равен числу типов нейтрино. В любом случае для объяснения недостатка солнечных нейтрино осцилляциями требуется максимальное или близкое к максимальному смешивание. В этой статье мы покажем, что значительное изменение потока нейтрино может происходить и при малом смешивании, вплоть до $\sin^2 2\theta \approx 10^{-4} \div 10^{-2}$, если принять во внимание воздействие ве-

щества на «обычные» вакуумные осцилляции. При этом зависимость фактора подавления потока от энергии нейтрино может иметь сложную форму, которая определяется параметрами нейтринных осцилляций и распределением вещества в Солнце.

Детальный анализ факторов, влияющих на спектр солнечных нейтрино и, в частности, осцилляции в веществе, представляется сейчас важным в связи с подготовкой новых экспериментов [12], которые дадут возможность определить потоки нейтрино в различных диапазонах энергий.

В разд. 2 рассмотрен эффект резонансного усиления осцилляций, в разд. 3 исследуются осцилляции в среде с переменной плотностью. Приложения эффекта к Солнцу и сверхновым обсуждаются соответственно в разд. 4 и 5. В Заключение суммируются основные результаты.

2. Резонансное усиление осцилляций в веществе

Рассмотрим осцилляции двух типов нейтрино $\nu_e = c\nu_1 + s\nu_2$ и $\nu_\mu = -s\nu_1 + c\nu_2$, где $\nu_\alpha = \nu_\mu$ или ν_τ (осцилляции по аромату) либо $\nu_\alpha = \nu_e$ (ν - $\bar{\nu}$ -осцилляции), ν_1 и ν_2 — состояния с определенными массами m_1 и m_2 , $s = \sin \theta$ и $c = \cos \theta$. Вещество модифицирует вакуумные осцилляции, если амплитуды упругого рассеяния вперед ν_e и ν_μ на электронах или нуклонах среды различны, т. е. $\Delta f(0) = f_e(0) - f_\mu(0) \neq 0$. В случае осцилляций $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$ (ν_τ) разница возникает вследствие того, что во взаимодействиях электронных нейтрино с электронами среды участвуют и нейтральные и заряженные токи, во взаимодействиях же мюонных и τ -нейтрино — только нейтральные токи. При этом $\Delta f(0) = \sqrt{2} Gk$ [3]. Если осуществляется переход $\nu_e \leftrightarrow \bar{\nu}_e$, то, поскольку в стандартной модели $\bar{\nu}_{e,\tau}$ не имеет слабых взаимодействий, вклад в $\Delta f(0)$ дадут заряженные токи на электронах и нейтральные токи на электронах и нуклонах. Тогда $\Delta f(0) = (1/\sqrt{2}) Gk$ для среды с равным количеством электронов, протонов и нейтронов и $\sqrt{2} Gk$ — для среды без нейтронов. В дальнейшем в качестве примера будем рассматривать переходы $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$ (ν_τ).

В среде параметры нейтринных осцилляций по отношению к вакуумным параметрам θ и l_v изменяются. Во-первых, разница во взаимодействиях электронных и мюонных нейтрино со средой означает, что существуют переходы $\nu_1 \leftrightarrow \nu_2$, т. е. собственные состояния в веществе ν_1^m и ν_2^m не совпадают с собственными состояниями в вакууме ν_1 и ν_2 . Во-вторых, в среде показатель преломления отличен от 1 и разный для волн ν_1^m и ν_2^m . Это приводит к изменению длины осцилляций, и к изменению угла смешивания θ_m , который определяется теперь по отношению к ν_1^m и ν_2^m , а значит, не совпадает с углом смешивания в вакууме θ . Соответствующие связи для среды с постоянной плотностью имеют вид [1, 2]

$$\sin^2 2\theta_m = \frac{\sin^2 2\theta}{1 - 2(l_v/l_s) \cos 2\theta + (l_v^2/l_s^2)}, \quad (1)$$

$$l_m = \frac{l_v}{\sqrt{1 - 2(l_v/l_s) \cos 2\theta + (l_v^2/l_s^2)}}. \quad (2)$$

Здесь $l_v = 4\pi E/\Delta m^2$ — длина осцилляций в вакууме;

$$l_s = 2\pi \left[\frac{\Delta f(0)}{k\rho} \frac{Y_e}{m_N} \right]^{-1}$$

— величина, характеризующая среду, и ее можно рассматривать как «собственную длину осцилляций в веществе»; ρ — плотность вещества, m_N — масса нуклона, Y_e — число электронов, приходящихся на один нуклон.

Из выражений (1) и (2) следует, что в зависимости от знака Δm^2 , $\Delta f(0)$ и $\cos 2\theta$ воздействие вещества может оказаться различным. Для определенности будем считать, что $\theta \leq 45^\circ$, тогда если Δm^2 и $\Delta f(0)$ имеют

противоположные знаки ($l_\nu/l_0 < 0$), то при любых энергиях нейтрино и любой плотности вещества $\sin^2 2\theta_m < \sin^2 2\theta$, т. е. вакуумные осцилляции подавляются средой. Если Δm^2 и $\Delta f(0)$ имеют одинаковые знаки ($l_\nu/l_0 > 0$), то при $l_\nu/l_0 < 2 \cos 2\theta$ получаем $\sin^2 2\theta_m > \sin^2 2\theta$ и, значит, происходит усиление осцилляций. Отметим, что усиление осцилляций при определенных значениях Δm^2 и $\Delta f(0)$ может быть либо для нейтрино, либо для антинейтрино, поскольку при замене $\nu \leftrightarrow \bar{\nu}$ $\Delta f(0)$ меняет знак.

Наше «наблюдение» состоит в том, что зависимость $\sin^2 2\theta_m$ от l_ν/l_0 (см. рис. 1) имеет при малых значениях $\sin^2 2\theta$ резонансную форму. Для l_ν/l_0 , близких к нулю, влияние вещества не существенно: $\sin^2 2\theta_m \approx \sin^2 2\theta$. По мере увеличения l_ν/l_0 амплитуда осцилляций растет и в точке

$$l_\nu/l_0 = \cos 2\theta \quad (3)$$

достигает максимального значения $\sin^2 2\theta_m = 1$. При больших l_ν/l_0 амплитуда ($\sin^2 2\theta_m$) падает так, что в пределе $l_\nu/l_0 \gg 1$ вакуумные осцилляции подавлены фактором $(l_\nu/l_0)^{-2}$: $\sin^2 2\theta_m \approx \sin^2 2\theta / (l_\nu/l_0)^2$. Иными словами, когда собственная частота системы (в нашем случае l_ν) совпадает с собственной частотой внешней среды ($l_0 \cos 2\theta$, при малых $\theta - l_0$), происходит резонансное увеличение амплитуды колебаний.

Ширина резонансной кривой на полувысоте

$$\Delta(l_\nu/l_0) = (l_\nu/l_0)_{\text{рез}} \operatorname{tg} 2\theta = \sin 2\theta. \quad (4)$$

Следовательно, чем меньше смешивание нейтрино в вакууме, тем уже резонансный пик. При уменьшении θ положение пика приближается к $l_\nu/l_0 = 1$.

Для фиксированного значения l_ν резонансу соответствует максимальная величина длины осцилляций в веществе:

$$l_m = l_\nu / |\sin 2\theta|. \quad (5)$$

Используя определения l_ν и l_0 , отношение l_ν/l_0 можно выразить через энергию нейтрино и плотность среды

$$\frac{l_\nu}{l_0} = \frac{E\rho}{\Delta m^2 a}, \quad (6)$$

где $a = (m_N/Y_e)(k/2\Delta f(0))$. (Если l_ν и l_0 выражены в м, E — в МэВ, Δm^2 — в эВ², то $a = 7,14 \cdot 10^6$ при $Y_e = 1$.) С учетом (6) условие резонанса записывается в виде

$$E\rho = a\Delta m^2 \cos 2\theta. \quad (7)$$

Можно выделить два разных проявления резонансного усиления осцилляций. Первое — через среду с постоянной плотностью проходит пучок нейтрино с непрерывным энергетическим спектром. В этом случае усиление осцилляций нейтрино будет происходить на участке спектра вблизи

$$E_{\text{рез}} = a \frac{\Delta m^2 \cos 2\theta}{\rho}, \quad (8)$$

а ширина этого участка

$$\Delta E = E_{\text{рез}} \operatorname{tg} 2\theta = a \frac{\Delta m^2 \sin 2\theta}{\rho}. \quad (9)$$

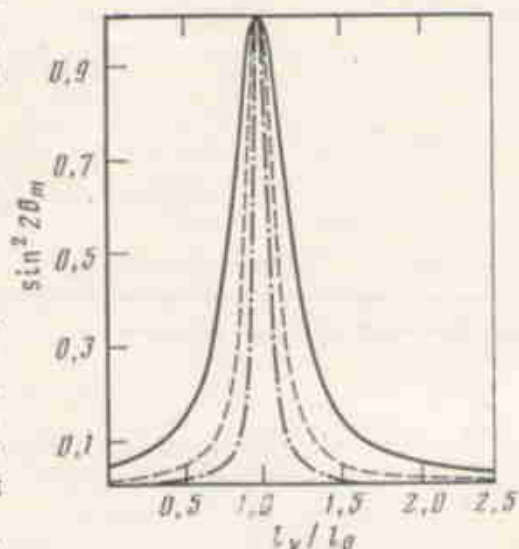


Рис. 1. Зависимость параметра смешивания $\sin^2 2\theta_m$ от отношения l_ν/l_0 . Кривые: сплошная — $\sin^2 2\theta = 4 \cdot 10^{-2}$, штриховая — 10^{-2} , штрихпунктирная — $2,5 \cdot 10^{-2}$.

Второе — моноэнергетический пучок нейтрино распространяется в среде с изменяющейся плотностью. Тогда значительное усиление осцилляций происходит в слое (который в дальнейшем будем называть резонансным слоем) с

$$\rho \sim \rho_{\text{рез}} = a \frac{\Delta m^2 \cos 2\theta}{E} \quad (10)$$

и шириной

$$\Delta \rho_{\text{рез}} = \rho_{\text{рез}} \operatorname{tg} 2\theta = a \frac{\Delta m^2 \sin 2\theta}{E}. \quad (11)$$

Разумеется, эффект резонансного усиления будет существовать, если толщина резонансного слоя достаточно большая и осцилляции с максимальной амплитудой успеют развиваться:

$$r_{\text{рез}} \geq l_m = l_\nu / |\sin 2\theta|. \quad (12)$$

В реальных объектах, как правило, осуществляются оба случая: и непрерывный спектр, и меняющаяся плотность.

Подчеркнем, что соотношения (1), (2), полученные для среды с постоянной плотностью, во втором случае, вообще говоря, неприменимы. Тем не менее введенные на основе (1), (2) понятия о резонансном слое, его плотности и ширине окажутся полезными для качественного анализа и интерпретации точных решений задачи с переменной плотностью.

3. Осцилляции в среде с меняющейся плотностью

Обобщим анализ Вольфенштейна [1, 2] на случай меняющейся в пространстве плотности. Из уравнений эволюции волновых функций ν_e и ν_μ [1] можно получить систему дифференциальных уравнений непосредственно для вероятностей

$$\dot{P} = -2MI, \quad \dot{I} = -mR + M(2P - 1), \quad \dot{R} = mI, \quad (13)$$

где $P = \langle \nu_e | \nu_e \rangle$ — искомая вероятность обнаружить ν_e , R и I — соответственно действительная и мнимая части матричного элемента $\langle \nu_\mu | \nu_e \rangle = R + iI$, $2M$ и m — параметры:

$$2M = \frac{2\pi}{l_\nu} \sin 2\theta, \quad m = \frac{2\pi}{l_\nu} \left(\cos 2\theta - \frac{l_\nu}{l_0} \right). \quad (14)$$

Начальные условия (если рождаются электронные нейтрино) для системы

$$P(0) = 1, \quad I(0) = R(0) = 0. \quad (15)$$

Предполагая, что скорость нейтрино $v_\nu \approx c = 1$, в (13) мы перешли к временной шкале, при этом зависимость от времени содержится в параметре $m[l_\nu(\rho(t))]$.

Обсудим при некоторых специальных условиях (распределениях $\rho(t)$) решения системы (13)–(15), представляющие интерес для конкретных приложений.

Рассмотрим конечный объект (слой вещества), в котором плотность монотонно изменяется в определенных пределах от $\rho_{\text{мин}}$ до $\rho_{\text{макс}} = 0$. Пусть на этот объект падает пучок осциллирующих нейтрино ν_e с фиксированной энергией E . Каково состояние пучка (P) на выходе?

Случай А. Пусть в рассматриваемом объекте выполняются резонансные условия, т. е. $\rho_{\text{рез}}$ для данного пучка (см. (10)) попадает в интервал $\rho_{\text{мин}} < \rho_{\text{рез}} < \rho_{\text{макс}}$; краевые эффекты отсутствуют — резонансный слой расположен далеко от краев объекта $\rho_{\text{макс}} - \rho_{\text{рез}} \gg \Delta \rho_{\text{рез}}$ и $\rho_{\text{рез}} - \rho_{\text{мин}} \gg \Delta \rho_{\text{рез}}$; и плотность меняется медленно (адиабатический режим):

$$\left(\frac{\partial \rho}{\partial r} \right)^{-1} \rho \gg l_\nu / \operatorname{tg}^2 2\theta. \quad (16)$$

Для резонансного слоя (16) сводится к $r_{\text{рез}} > l_m$, где $r_{\text{рез}} = (\partial \rho / \partial r)^{-1} \Delta \rho_{\text{рез}}$

(см. (12)). При этих условиях исходный пучок электронных нейтрино (при малом смешивании θ), пройдя через объект, практически полностью трансформируется в пучок мюонных нейтрино — на выходе $P \approx \sin^2 \theta$.

Этот результат связан с тем, что в процессе распространения через рассматриваемый объект угол смешивания в материи изменяется на $\pi/2$. Действительно, медленность изменения плотности (16) (адиабатический режим) обеспечивает то, что система успевает подстраиваться под изменение плотности ρ и, значит, эволюцию системы можно проследить с помощью решений (1), (2) для постоянной плотности. Из (1) следует, что в начале ($\rho = \rho_{\text{мин}}$) $\theta_m \approx \pi/2$ (θ мал), т. е. v_e совпадает с собственным состоянием в материи $v_2^m(t)$; на выходе из объекта ($\rho = 0$) $\theta_m \approx \theta \approx 0$ и v_e практически совпадает уже с другим собственным состоянием $v_1^m(t)$. Соответственно $v_2^m(t) \approx v_\mu$, т. е. $v_{\text{вых}} \approx v_e \approx v_2^m(0)$, $v_2^m(t)$ — собственное состояние в материи, поэтому $v_{\text{мин}} \approx v_2^m(t)$, но v_e повернется относительно $v_2^m(t)$ на $\pi/2$ и, значит, $v_{\text{вых}} \approx v_\mu$.

Заметим, если начальная и конечная плотности одинаковы (например, $\rho_{\text{нач}} = \rho_{\text{мин}} = \rho_{\text{фин}}$), то в силу адиабатичности система, пройдя объект, окажется в исходном состоянии $v_{\text{нач}} = v_{\text{фин}} = v_e$, несмотря на то что внутри объекта осцилляции происходили с максимальной глубиной.

Если резонансный слой расположен вблизи границы объекта, то переход $v_e \rightarrow v_\mu$ будет не полным. При $\rho_{\text{мин}} = \rho_{\text{рез}}$, например, $P \approx 1/2$.

Случай Б. Пусть, как и в А, $\rho_{\text{фин}} < \rho_{\text{рез}} < \rho_{\text{мин}}$, но условие адиабатичности не выполнено: $(\partial\rho/\partial r)^{-1} \rho \leq l_v/tg^2 2\theta$ — плотность меняется быстро. Переход $v_e \rightarrow v_\mu$ при этом не полный: $P > \sin^2 \theta$. Для резонансного слоя выписанное неравенство означает, что $r_{\text{рез}} < l_m$, т. е. слой тонкий и осцилляции с большой амплитудой не успевают развиться.

Случай В. Пусть $\rho_{\text{рез}} > \rho_{\text{мин}}$ — резонансные условия в объекте не выполняются. В пределе $\rho_{\text{рез}} - \rho_{\text{мин}} \gg \Delta\rho_{\text{рез}}$ влиянием вещества можно пренебречь: $\langle P \rangle \approx 1/2 \sin^2 2\theta$. Оно становится заметным при $\rho_{\text{рез}} - \rho_{\text{мин}} \approx \Delta\rho_{\text{рез}}$. Если изменение плотности достаточно медленное и θ мал, то в диапазоне $\rho_{\text{мин}} + \Delta\rho_{\text{рез}} \div \rho_{\text{мин}}$ вероятность P уменьшается примерно до $1/2$ причем форма кривой $P(\rho_{\text{рез}})$ отражает резонансную кривую $\sin^2 2\theta(\rho)$.

Для рассматриваемых ниже конкретных объектов возникает комбинация этих случаев.

4. Резонансное усиление ν -осцилляций в Солнце

Определим прежде всего область осцилляционных параметров Δm^2 и $\sin^2 2\theta$, при которых будет происходить резонансное усиление. На Солнце рождаются нейтрино с энергиями в диапазоне 0–14 МэВ, и плотность вещества монотонно падает от максимального значения в центре 156 г/см³ согласно стандартной солнечной модели [9] до нуля. Максимальное значение $\xi = E/\Delta m^2$, при котором выполняется резонансное условие (7), соответствует максимальной плотности Солнца и равно $4 \cdot 10^4$ (если энергия выражена в МэВ, а Δm^2 в эВ²). Наибольшая энергия нейтрино, рождающихся на Солнце, определяет максимальную величину $\Delta m^2 \approx 3 \cdot 10^{-4}$ эВ², для которой резонансное усиление осцилляций имеет место. Увеличению ξ соответствует смещение резонансного слоя от центра Солнца к периферии. При этом меняется соотношение между $r_{\text{рез}}$ и l_m . С ростом $\xi = E/\Delta m^2$ длина осцилляций растет ($l_m \sim l_v \sim E/\Delta m^2$), ширина резонансного слоя падает ($\Delta\rho_{\text{рез}} \sim \rho$). Следовательно, если в центральных областях (малые $E/\Delta m^2$) $r_{\text{рез}} \gg l_m$ и реализуется адиабатический режим, то при увеличении ξ отношение $r_{\text{рез}}/l_m$ убывает, при некотором $\xi_{\text{кр}}$ выполняется равенство $r_{\text{рез}} = l_m$ и для $\xi > \xi_{\text{кр}}$ условие адиабатичности нарушается. Наименьшая энергия нейтрино (мы берем $E_{\text{мин}}$ равной пороговой энергии в галлий-германиевом эксперименте 0,234 МэВ) и $\xi_{\text{кр}}$, т. е. выполнение условий (7) и (12), определяют нижнюю границу области Δm^2 на уровне 10^{-8} – 10^{-9} эВ² (см. рис. 2).

Найдем фактор ослабления потока солнечных нейтрино на Земле $\langle P_{ee} \rangle$ в зависимости от $\sin^2 2\theta$ и $\xi = E/\Delta m^2$. Он определяется усредненной по периоду осцилляций вероятностью перехода $\langle P \rangle$. (Усреднение возни-

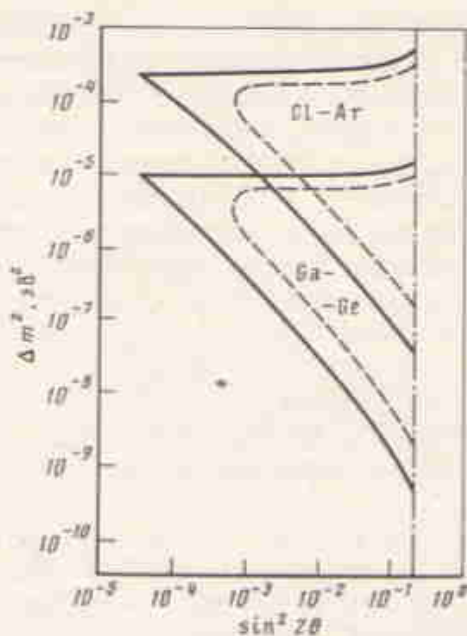


Рис. 2

Рис. 2. Области значений параметров Δm^2 и $\sin^2 2\theta$, при которых наблюдаемый поток солнечных нейтрино в хлор-аргонном и галлий-германиевом экспериментах уменьшается: а – более чем на 10% (сплошные кривые), б – в 3 раза (штриховые линии)

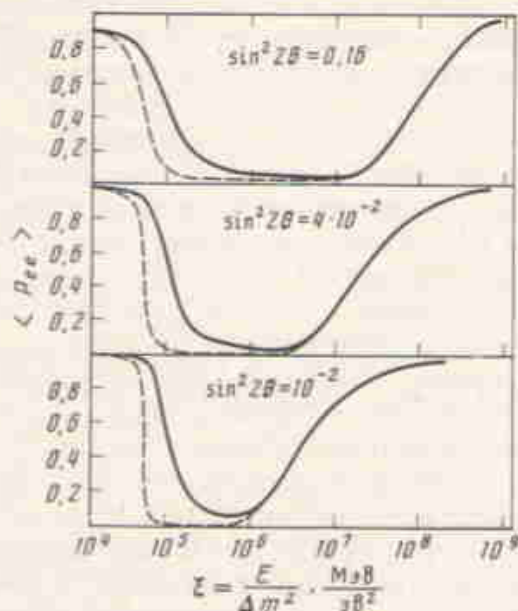


Рис. 3

Рис. 3. Факторы подавления потока солнечных нейтрино при разных значениях угла смешивания $P_{ee}(E/\Delta m^2, \sin^2 2\theta)$. Штриховые линии – случай точечного источника нейтрино в центре Солнца, сплошные линии – случай распределения источников pp -нейтрино согласно стандартной модели Солнца

кает, в частности, из-за конечного энергетического разрешения установок.)

Система уравнений (13)–(15) решалась для распределения плотности в стандартной модели [9], результаты показаны на рис. 3. Штриховые линии соответствуют точечному источнику в центре Солнца, сплошные линии – распределению источников pp -нейтрино [9] ($R_\nu \sim 0,2R_\odot$).

Вид кривых нетрудно понять на основе анализа в разд. 3. Обсудим сначала случай точечного источника. Точке $\xi_m = 5 \cdot 10^4$ отвечает резонанс в центре Солнца. Для $\xi < \xi_m$ реализуется ситуация В – резонанса нет и с уменьшением ξ вероятность $\langle P \rangle$ выходит на значение $1/2 \sin^2 2\theta$, соответствующее вакуумным осцилляциям. В области $\xi = (\xi_m - \text{tg } 2\theta \xi_m) \div \xi_m$ осуществляется переход к резонансному усилению. Для ξ в интервале от $\xi_m + \xi_m \text{tg } 2\theta$ до $\xi_{\text{зд}}$ выполнены условия случая А, причем для ξ , при которых резонансный слой лежит далеко от «краев объекта», $\langle P \rangle$ достигает минимума: $\langle P \rangle = \sin^2 \theta$ ¹⁾.

При $\xi > \xi_{\text{зд}}$ реализуется ситуация с тонким слоем (случай Б). При увеличении ξ неравенство $r_{\text{рез}} < l_m$ усиливается, соответственно подавление нейтринного потока ослабевает $\langle P \rangle \rightarrow 1$.

Наиболее сильное отличие кривых для протяженного источника от рассмотренных выше возникает в области малых $\xi = E/\Delta m^2$. Оно обусловлено тем, что для нейтрино, рождаемых на периферии области генерации, $\rho_{\text{мало}} < \rho_{\text{центр}}$ и, значит, ξ_m сместится в область больших значений; с другой стороны, при $\xi = 5 \cdot 10^4$ условие резонанса для таких нейтрино не выполняется.

С уменьшением θ кривая $P(\xi)$ в области перехода к резонансному усилению ($\xi \sim \xi_m$) становится более крутой, $\xi_{\text{зд}}$ смещается в область меньших значений, величина максимального подавления падает как $\sin^2 \theta$.

Определим теперь, как изменится число событий, регистрируемых на

¹⁾ $\langle P \rangle_{\text{мин}} = \sin^2 \theta$, а не $1/2 \sin^2 2\theta$, как можно было ожидать для осцилляций в вакууме. Причина этого в «начальных условиях». Если угол смешивания ν_e и ν_μ есть θ , а начальное условие характеризуется углом θ_0 , $\nu_{\text{нач}} = \cos \theta_0 \nu_e + \sin \theta_0 \nu_\mu$, то усредненная по периоду вероятность обнаружить ν_e следующая: $\langle P \rangle = \cos^2 \theta_0 - 1/2 \sin 2\theta \cdot \sin 2(\theta + \theta_0)$. Максимальное значение $\langle P \rangle = \cos^2 \theta_0$ достигается при $\theta_0 = -\theta$, минимальное $\sin^2 \theta$ – при $\theta_0 = -\theta + \pi/2$.

Земле, в хлор-аргонном и галлий-германиевом экспериментах. Число событий пропорционально сечению взаимодействия $\sigma(E)$ и потоку нейтрино $F_\nu(E)$. Вычислим отношение

$$R(\Delta m^2, \sin^2 2\theta) = \frac{\int F_\nu(E) \sigma(E) dE}{\int F_\nu^0(E) \sigma(E) dE}, \quad (17)$$

где $F_\nu^0(E)$ — поток нейтрино в отсутствие осцилляций, а $F_\nu(E) = P(E/\Delta m^2, \sin^2 2\theta) F_\nu^0$. В зависимости от величины Δm^2 различные области рассчитанных кривых $P(E/\Delta m^2)$ будут оказывать воздействие на поток нейтрино. При $10^{-3} \text{ эВ}^2 < \Delta m^2 < 3 \cdot 10^{-4} \text{ эВ}^2$ только борные нейтрино будут испытывать резонансное усиление осцилляций. В интервале $10^{-9} \text{ эВ}^2/\sin^2 2\theta < \Delta m^2 < < 10^{-3} \text{ эВ}^2$ все солнечные нейтрино попадают в область резонансного усиления. И при $\Delta m^2 < 10^{-9} \text{ эВ}^2/\sin^2 2\theta$ резонансный слой существует только для pp -нейтрино. На рис. 2 штриховые линии ограничивают области параметров, где фактор подавления ожидаемого числа событий в хлор-аргонном и галлий-германиевом экспериментах больше 3.

5. Резонансное усиление осцилляций в коллапсирующих звездах

Сделаем замечание о сверхновых, где также могут реализоваться условия резонанса. Ранее обсуждалось только подавление осцилляций в веществе сверхновой [4, 5], однако можно найти области значений осцилляционных параметров, удовлетворяющих условию резонанса (7). Действительно, плотность вещества в ядре коллапсирующей звезды $\sim 10^{12} \text{ г/см}^3$, доля электронов равна 10^{-3} , а энергия нейтрино равна $\sim 10 \text{ МэВ}$. Тогда при малых углах смешивания ($\sin^2 2\theta \ll 10^{-2}$) соотношение (7) выполняется для $\Delta m^2 \sim 10^6 \text{ эВ}^2$. Аналогично для оболочки сверхновой, где плотность 10^9 г/см^3 , резонансное условие выполняется при $\Delta m^2 \sim 10^3 \text{ эВ}^2$. Причем эти значения лежат вне существующих экспериментальных ограничений на параметры осцилляций из-за малых углов смешивания.

6. Заключение

Воздействие среды на осцилляции нейтрино может приводить не только к подавлению, но и к существенному их усилению. При малом смешивании в вакууме это усиление имеет форму резонанса по энергиям нейтрино и по плотности среды. Условия резонансного усиления могут выполняться на Солнце, а также в ядрах и оболочках коллапсирующих звезд. В Солнце резонансное усиление осцилляций приводит к значительным изменениям потока нейтрино в широкой области значений осцилляционных параметров Δm^2 и $\sin^2 2\theta$. Полная спектроскопия солнечных нейтрино позволит получить информацию об осцилляционных параметрах в диапазонах $\Delta m^2 = 3 \cdot 10^{-1} \div 10^{-4} \text{ эВ}^2$ и $\sin^2 2\theta > 10^{-4}$.

В заключение авторы хотели бы поблагодарить В. С. Березинского, Е. А. Гаврюсеву, Г. Т. Зацепина, В. А. Кузьмина, Н. В. Соснина, А. Е. Чудакова, М. Е. Шапошникову за многочисленные и полезные обсуждения. Авторы признательны Л. Вольфенштайну за замечание, касающееся адиабатического режима распространения нейтрино.

Литература

1. Wolfenstein L. Phys. Rev., 1978, D17, 2369.
2. Wolfenstein L. Neutrino-78, 1978, p. C3.
3. Barger V. et al. Phys. Rev., 1980, D22, 2718.
4. Wolfenstein L. Phys. Rev., 1979, D20, 2634.
5. Pakvasa S. In: DUMAND-80, 1981, v. 2, p. 457.
6. Haubold H. J. Aph. Sp. Sci., 1982, 82, 457.
7. Ramana Murthy P. V. Proc. 18 ICCR, 1983, 7, 125.
8. Davis R., Jr. et al. Proc. Neutrino Miniconf., Telemark, 1982, p. 23.
9. Bahcall J. N. et al. Rev. Mod. Phys., 1982, 53, 767.

10. Gribov V. N., Pontecorvo B. Phys. Lett., 1969, 28, 493. Bilenky S. M., Pontecorvo B. Phys. Rep., 1978, 41C, 225.
11. Berger V. et al. Phys. Rev., 1981, D24, 538.
12. Barabanov I. R. et al. Neutrino-77, v. 1, 1977, p. 20.

RESONANCE AMPLIFICATION OF OSCILLATIONS IN MATTER AND SPECTROSCOPY OF SOLAR NEUTRINOS

MIKHEEV S. P., SMIRNOV A. Yu.

Matter can enhance neutrino oscillations (i. e. increase the mixing parameter $\sin^2 2\theta_m$). At small mixing angles in vacuum the enhancement is resonant with respect to the neutrino energies or matter density. In a wide range of the oscillation parameters $\Delta m^2 = (10^{-4} \div 10^{-6}) \text{ eV}^2$ and $\sin^2 2\theta > 10^{-3}$ the resonance effect is essential for solar neutrinos. The effect leads to strong suppression of the neutrino flux even at small $\sin^2 2\theta$.