

О. М. Бояркин,

доктор физико-математических наук,
профессор кафедры общей физики БГПУ;

Г. Г. Бояркина,

кандидат физико-математических наук,
доцент;

В. В. Махнач,

доцент кафедры физико-математических дисциплин
ИИТ БГУИР

ТЯЖЕЛЫЕ НЕЙТРИНО В РАМКАХ ЛЕВО-ПРАВОЙ МОДЕЛИ

Введение. К концу 2002 г. в результате серии экспериментов с солнечными, атмосферными и реакторными нейтрино было установлено существование нейтринных осцилляций (см. для обзора [1]), что в свою очередь означало наличие у нейтрино массы и нарушение частичного лептонного флейвора. В это же время с помощью нейтринных телескопов начинается мониторинг Млечного пути с целью регистрации нейтринных сигналов от взрыва суперновых. Нейтрино находит свое применение и для решения прикладных задач, о чем свидетельствует использование антинейтринных детекторов для контроля за работой промышленных атомных электростанций в режиме «on-line» и появление нейтринной геотомографии. Все это выдвигает физику нейтрино на передний фронт естественных наук. Однако несмотря на достигнутые успехи, в этой области имеется ряд нерешенных вопросов. К ним прежде всего относятся:

1) малость нейтринной массы $m_\nu \approx 10^{-6} m_e$ (m_e – масса электрона);

2) величина магнитного дипольного момента нейтрино; 3) природа нейтрино (майорановская или дираковская).

Успешное объяснение первой проблемы дают модели с «see-saw»-механизмом, в которых «see-saw»-партнерами легких левосторонних нейтрино являются тяжелые правосторонние нейтрино. Введение в теорию тяжелых нейтрино N_i ($i = 1, 2, 3$) помогает также решить и некоторые космологические проблемы. Так, например, эти нейтрино используются для объяснения барионной асиммет-

рии Вселенной за счет лептогенезиса [2–4]. Также интенсивно обсуждается гипотеза о том, что одно или несколько стабильных тяжелых нейтрино являются слабо взаимодействующими массивными частицами (weakly interacting massive particles – WIMPs – вимпы), входящими в состав холодной темной материи [5–7].

Интерес к электромагнитным характеристикам нейтрино обусловлен прежде всего тем, что существует много астрофизических систем с интенсивными магнитными полями и для которых физика нейтрино играет важную роль. Большие магнитные поля 10^{12} – 10^{14} Гаусс могут существовать на поверхности сверхновых, нейтронных звезд, а поля магнетаров могут достигать даже значений 10^{16} Гаусс. Установленная связь между магнитным полем звезды и излучаемым ею потоком частиц позволяет определить эволюцию звезды. Так, излучение нейтрино и характер его взаимодействия с веществом определяет динамику суперновой на всем протяжении ее существования и играет критическую роль при коллапсе. Поведение нейтрино также объясняет огромную скорость вращения пульсаров [8].

В стандартной модели электрослабых взаимодействий (СМ) нейтрино являются безмассовыми частицами, и, как результат, смешивание нейтринных состояний не имеет места. Реконструкция нейтринного сектора в СМ обычно достигается введением правостороннего нейтринного синглета (минимально расширенная СМ), что делает нейтрино массивными дираковскими частицами. При

этом предсказываемые теорией магнитные моменты нейтрино настолько малы, что не представляют никакого физического интереса. Следует также отметить, что в СМ нет каких-либо кандидатов на частицы холодной темной материи и отсутствует удовлетворительный механизм динамического нарушения барионной асимметрии (БА). Напомним, что БА может образовываться в изначально симметричной космической среде, только если выполнены три условия:

- 1) несохранение барионного числа;
- 2) нарушение C - и CP -симметрии;
- 3) отклонение от теплового равновесия.

При этом нарушение CP -симметрии должно быть достаточно сильным для осуществления успешного электрослабого бариогенезиса. Анализ показывает, что для этого необходимо, чтобы CP -нарушение происходило именно в хиггсовском секторе, что возможно только при наличии в теории нескольких физических бозонов Хиггса, в то время как СМ предсказывает существование только одного бозона Хиггса.

Итак, успешное описание свойств нейтрино будет решающим шагом для установления физики вне рамок СМ. Целью данной работы является исследование сектора нейтрино в рамках модели, основанной на $SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)_{B-L}$ -калибровочной группе.

Прямые и косвенные эффекты тяжелых нейтрино. Рассмотрим движение потока левосторонних электронных нейтрино в веществе и магнитном поле. Ограничимся двухфлейворным приближением. Предметом нашего изучения будет система с волновой функцией $\Psi^T = (v_{eL}, v_{\mu L}, N_{eR}, N_{\mu R})$ и матрицей смешивания вида

$$U = \begin{pmatrix} c_{e\mu}^v & -s_{e\mu}^v & 0 & 0 \\ s_{e\mu}^v & c_{e\mu}^v & 0 & 0 \\ 0 & 0 & c_{e\mu}^N & -s_{e\mu}^N \\ 0 & 0 & s_{e\mu}^N & c_{e\mu}^N \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_e & 0 & -s_e & 0 \\ 0 & c_\mu & 0 & -s_\mu \\ s_e & 0 & c_e & 0 \\ 0 & s_\mu & 0 & c_\mu \end{pmatrix}.$$

Соответствующий гамильтониан дается выражением

$$H = \begin{pmatrix} H_{\nu\nu} & H_{\nu N} \\ H_{\nu N}^\dagger & H_{NN} \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где

$$H_{\nu\nu} = \begin{pmatrix} \delta_c^{21} c_e^2 + \delta_c^{43} s_e^2 + \Delta c_{2\theta_e} + V_{eL} & \delta_s^{21} c_e c_\mu + \delta_s^{43} s_e s_\mu + \mu_{\nu_e \nu_\mu} B_\perp \\ \delta_s^{21} c_e c_\mu + \delta_s^{43} s_e s_\mu + \mu_{\nu_e \nu_\mu} B_\perp & -\delta_c^{21} c_\mu^2 - \delta_c^{43} s_\mu^2 + \Delta c_{2\theta_\mu} + V_{\mu L} \end{pmatrix},$$

$$H_{\nu N} = \begin{pmatrix} \frac{s_{2\theta_e}}{2} (\delta_c^{43} - \delta_c^{21} - 2\Delta) + \mu_{\nu_e \nu_\mu} B_\perp & \delta_s^{43} s_e c_\mu - \delta_s^{21} c_e s_\mu + \mu_{\nu_e \nu_\mu} B_\perp \\ \delta_s^{43} c_e s_\mu - \delta_s^{21} s_e c_\mu + \mu_{\nu_e \nu_\mu} B_\perp & \frac{s_{2\theta_\mu}}{2} (\delta_c^{21} - \delta_c^{43} - 2\Delta) + \mu_{\nu_e \nu_\mu} B_\perp \end{pmatrix},$$

$$H_{NN} = H_{\nu\nu}$$

$$(\theta_e \rightarrow \theta_e + \frac{\pi}{2}, \theta_\mu \rightarrow \theta_\mu + \frac{\pi}{2}, V_{eL} \rightarrow V_{eR}, V_{\mu L} \rightarrow V_{\mu R}),$$

$$\delta_{c(s)}^{21} = \frac{m_2^2 - m_1^2}{4E} \cos 2\theta_{e\mu}^v (\sin 2\theta_{e\mu}^v),$$

$$\delta_{c(s)}^{43} = \frac{m_4^2 - m_3^2}{4E} \cos 2\theta_{e\mu}^N (\sin 2\theta_{e\mu}^N),$$

$$\Delta = \frac{m_1^2 + m_2^2 - m_3^2 - m_4^2}{8E},$$

$$c_{2\theta_l} = \cos 2\theta_l, \quad l = e, \mu,$$

V_{eL} (V_{eR}) и $V_{\mu L}$ ($V_{\mu R}$) – потенциалы взаимодействия с веществом (ПВ) лево(право)стороннего электронного и мюонного нейтрино, соответственно. Далее мы будем предполагать, что $E_\nu \ll m_W^2 / 2m_e$, т. е. ограничимся энергиями не выше 6×10^4 ГэВ. Тогда, при вычислении ПВ с помощью диаграмм Фейнмана можно пренебречь импульсными слагаемыми в знаменателях пропагаторов калибровочных бозонов. Вычисления приводят к результату

$$\left. \begin{aligned} V_{eL} &= \sqrt{2} G_F (N_e - N_n / 2) + V_{eL}^H, \\ V_{\mu L} &= -\sqrt{2} G_F N_n / 2 + V_{\mu L}^H, \\ V_{eR} &= \frac{g^2 N_e}{4m_{W_2}^2} - \frac{g^2 c_{\theta_W}^2 N_n}{8(c_{\theta_W}^2 - s_{\theta_W}^2) m_{Z_2}^2} + V_{eR}^H, \\ V_{eR}^H &= \frac{\alpha_{N_e h e}^2}{m_h^2} N_e, \\ V_{eL}^H &= \left(\frac{\alpha_{\nu_e h e}^2}{m_h^2} - \frac{f_{ea}^2}{m_\delta^2} \right) N_e, \\ V_{\mu R} &= -\frac{g^2 c_{\theta_W}^2 N_n}{8(c_{\theta_W}^2 - s_{\theta_W}^2) m_{Z_2}^2} + V_{\mu R}^H, \end{aligned} \right\} (2)$$

где N_e (N_n) – плотность электронов (нейтронов), $c_{\theta_W} = \cos \theta_W$, $s_{\theta_W} = \sin \theta_W$, θ_W – угол Вайнберга и мы пренебрегли смешиванием в секторе калибровочных бозонов. Приравняв соответствующие диагональные элементы гамильтониана (1), мы можем найти всю совокупность резонансных переходов в рассматриваемом случае.

1. При выполнении условия

$$V_{eL} - V_{\mu L} = -\delta_c^{21} (c_\mu^2 + c_e^2) - \delta_c^{43} (s_\mu^2 + s_e^2) + \Delta (c_{2\theta_\mu} - c_{2\theta_e}) \quad (3)$$

имеет место $\nu_{eL} \rightarrow \nu_{\mu L}$ -резонанс, Михеева–Смирнова–Вольфштейна (МСВ) резонанс. Исследование этого резонанса с солнечными и реакторными нейтрино предоставляет информацию о параметрах смешивания электронных и мюонных нейтрино. Поскольку описание МСВ-резонанса в рамках СМ является достаточно успешным, то в расширениях СМ поправки к предсказаниям СМ должны быть малыми. Посмотрим, к каким ограничениям на параметры ЛПМ приведет это требование.

Правая часть выражения (3) будет близка к предсказаниям СМ в двух случаях: а) СО-схема – массы тяжелых нейтрино m_3 и m_4 произвольны, а смешивание внутри поколений отсутствует ($\theta_e = \theta_\mu = 0$); б) ВМ-схема – углы θ_e и θ_μ равны друг другу, но не равны нулю, в то время как массы тяжелых нейтрино (квази)вырождены. Что касается левой части выражения (3), то она отличается от потенциала вещества СМ на величину $\Delta V = V_{eL}^H - V_{\mu L}^H$, которая, как показывает анализ, может лежать в интервале $(0.09 \div 0.16)V^{SM}$ (V^{SM} – ПВ в СМ).

2. Если бы выполнялось условие

$$V_{eL} - V_{eR} = (\delta_c^{21} - \delta_c^{43})(s_e^2 - c_e^2) - 2c_{2\theta_e} \Delta, \quad (4)$$

то мы бы имели $\nu_{eL} \rightarrow N_{eR}$ -резонанс. Очевидно, что как СО-, так и ВМ-схемы не допускают реализации этого резонанса.

3. Аналогично, возможный резонансный переход $\nu_{eL} \rightarrow N_{\mu R}$ оказывается запрещенным, поскольку условие его существования

$$V_{eL} - V_{eR} = -\delta_c^{21}(c_e^2 + s_\mu^2) - \delta_c^{43}(s_e^2 + c_\mu^2) - \Delta(c_{2\theta_e} + c_{2\theta_\mu}), \quad (5)$$

не может быть реализовано как в СО-, так и в ВМ-схемах.

Итак, можно заключить, что в осцилляционных экспериментах с пучком левосторонних майорановских нейтрино, даже при энергиях $E_\nu > m_N$ у нас нет никаких шансов наблюдать рождение тяжелых нейтрино, несмотря на довольно большие (по меркам микромира) значения μ_{ij}^{vN} .

Наличие больших значений μ_{ij}^{vN} может быть проверено в коллайдерных экспериментах. С этой точки зрения при энергиях $E_{\nu_\mu} < m_{W_2}$ наиболее обещающим является процесс

$$\nu_{\mu L} + p \rightarrow N_{\mu R} + X, \quad (6)$$

где X – недетектируемое адронное состояние, с последующим распадом тяжелого

нейтрино по каналам

$$\begin{aligned} N_{\mu R} &\rightarrow W_1^+ + \mu^-, \\ N_{\mu R} &\rightarrow h^{(+)} + \mu^-, \\ N_{\mu R} &\rightarrow \tilde{\delta}^{(+)} + \mu^-. \end{aligned} \quad (7)$$

Еще одна возможность детектирования μ_{ij}^{vN} – это процесс аннигиляции лептонной пары в $\nu_{\mu L} N_{\mu R}$ -пару

$$l + \bar{l} \rightarrow \gamma^* \rightarrow \bar{\nu}_{\mu L} + N_{\mu R}, \quad (8)$$

с последующим распадом $N_{\mu R}$ по каналам (7). Процессы рассеяния антинейтрино на электронной мишени

$$\bar{\nu}_{eL} + e^- \rightarrow \bar{N}_{eR}^* \rightarrow \begin{cases} W_1^- + \gamma, \\ h^{(-)} + \gamma, \\ \tilde{\delta}^{(-)} + \gamma, \end{cases} \quad (9)$$

также представляют собой примеры возможного проявления ненулевых значений μ_{ij}^{vN} .

Что касается матричных элементов ДММ μ_{ij}^{NN} , величины которых на несколько порядков превышают μ_{ij}^{vv} и μ_{ij}^{vN} , то факт их существования может иметь ряд космологических следствий. Предположим, что из трех тяжелых нейтрино два нейтрино, N_1 и N_2 , стабильны и что именно они являются вимпами. Проверить это предположение можно следующим образом. Согласно современным космологическим наблюдениям, распространенность реликтовой космической холодной темной материи определяется выражением [9]

$$(\Omega_\chi h^2)_{exp} = 0.1099 \pm 0.0062, \quad (10)$$

где $h = 0.719_{-0.027}^{+0.026}$ – современное значение постоянной Хаббла в единицах 100 км/(с·Мпк). Для того чтобы получить теоретическое значение этой величины, необходимо решить уравнение Больцмана

$$\frac{dY_N}{dx} = -\frac{xs(x)}{H(m_N)} < v \sum_i \sigma_i > [Y_N^2 - (Y_N)_{EQ}^2], \quad (11)$$

где $Y_N \equiv n(N) / s(x)$, $n(N)$ – плотность числа тяжелых нейтрино, $s(x)$ – плотность энтропии, нижний индекс EQ означает, что соответствующая величина берется при тепловом равновесии, $x = m_N / T$, T – температура, $H(m_N)$ – параметр Хаббла при $T = m_N$, $\sum_i \sigma_i$ – сумма сечений $N_1 \bar{N}_2$ -аннигиляции, v – относительная скорость и усреднение выполняется при тепловом равновесии. Величина $< v \sum_i \sigma_i >$ является ключевой при

нахождении $(\Omega_\chi h^2)_{theor}$ и в ЛПМ для ее определения необходимо вычислить сумму сечений следующих процессов

$$N_1 + \bar{N}_2 \rightarrow \gamma^* \rightarrow \begin{cases} W_1^+ + W_1^-, \\ h^{(+)} + h^{(-)}, \\ \tilde{\delta}^{(+)} + \tilde{\delta}^{(-)}, \\ \tilde{\delta}^{(+)} + W_1^-, \\ h^{(+)} + W_1^-, \\ I_a + \bar{I}_a, \end{cases} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} N_1 + \bar{N}_1 &\rightarrow Z_1^* \rightarrow I_a + \bar{I}_a, \\ N_2 + \bar{N}_2 &\rightarrow Z_1^* \rightarrow I_a + \bar{I}_a. \end{aligned} \quad (13)$$

Далее путем сравнения $(\Omega_\chi h^2)_{theor}$ и $(\Omega_\chi h^2)_{exp}$ находятся границы на величину

μ_{jj}^{NN} в определенном интервале масс тяжелых нейтрино. Поскольку нашу Галактику следует рассматривать погруженной в облако малоподвижных вимпов, а нашу планету – движущейся сквозь это облако со скоростью 230 км/с, то прямым доказательством существования вимпов будет обнаружение рассеяния этих частиц на ядрах обычного вещества. Следовательно, наша задача – вычислить сечение упругого рассеяния тяжелых нейтрино на ядрах обычного вещества σ_{theor}^{Wn} и сравнить его с экспериментальным. Сложность детектирования сечения упругого рассеяния вимпов на ядрах-мишенях заключается в том, что эксперимент нужно ставить с массивными мишенями (сотни килограммов и более), а искать события – с энерговыделениями порядка 1 кэВ на фоне сигналов от естественной радиоактивности и космических лучей. Экспериментальный поиск подобных процессов был недавно выполнен коллаборациями CDMS [10], ZEPLIN [11], WARP [12] и XENON [13] (эксперимент XENON10 исключил тяжелые майорановские нейтрино с ДММ равным нулю в диапазоне масс от 10 ГэВ до 2 ТэВ из кандидатов в вимпы). Анализ результатов CDMS II эксперимента позволил установить, что σ_{exp}^{Wn} должно быть меньше, чем $3.8 \times 10^{-44} \text{ см}^2$ для $m_{WIMP} = 70 \text{ ГэВ}$. Расчеты показывают, что для совпадения теоретических данных с экспериментальными значения магнитного дипольного момента μ^{NN} должны быть порядка $\sim 10^{-12} \times \mu_B$.

Первые сведения о распределении темной материи во Вселенной были получены при наблюдении спектра света удаленных галактик на CFHC Telescope (Canada–France–Hawaii Telescope) в обсерватории Мауна-Кеа

(Гавайи) [10]. Испускаемые галактиками фотоны меняют свою частоту при прохождении скоплений холодной темной материи за счет гравитационного взаимодействия. Однако при $\mu_{jj}^{NN} \neq 0$ процессы

$$\begin{aligned} N_1 + \gamma &\rightarrow N_3^* \rightarrow N_1 + \gamma, \\ N_2 + \gamma &\rightarrow N_3^* \rightarrow N_2 + \gamma \end{aligned} \quad (14)$$

и т. п.,

также будут давать вклады в изменение частоты света, то есть помимо гравитационного взаимодействия фотоны будут подвержены и электромагнитному взаимодействию со стороны тяжелых нейтрино, что должно быть учтено при составлении карты распределения холодной темной материи по результатам астрономических наблюдений.

Следует отметить, что наличие электромагнитного взаимодействия у реликтовых частиц, образующих холодную темную материю, должно приводить к их конденсации наряду с обычной барионной материей во время образования астрофизических структур и они должны присутствовать в современной Вселенной в виде аномально тяжелых изотопов (АТИ) обычных элементов. Теоретические оценки на отношение распространенностей АТИ и протонов в случае наличия электрического заряда у реликтовых частиц имеют вид [14]

$$R_{theor} = \left(\frac{n(relic)}{n(p)} \right)_{theor} \sim 10^{-10}. \quad (15)$$

При этом результаты исследования H , He , Be , Li , O , C , Na , B и F изотопов показывают [15–16]

$$R_{exp} \leq (10^{-15} \div 10^{-30}) \quad (16)$$

для $1 \text{ ГэВ} \leq m_{WIMP} \leq 10 \text{ ТэВ}$.

Однако конфликт между (15) и (16) говорит только о том, что кандидаты в вимпы не имеют электромагнитного взаимодействия, интенсивность которого пропорциональна $\alpha = e^2 / (4\pi)$. В нашем случае электромагнитное взаимодействие тяжелых нейтрино обусловлено ДММ и его интенсивность не превышает $10^{-16} \alpha$, что находится в согласии с (16).

Заклучение. В двухфлейворном приближении было изучено поведение потока нейтрино в магнитном поле. Найдено уравнение эволюции и определены резонансные конверсии нейтрино. Было показано, что резонансные переходы

$$\begin{aligned} \nu_{eL} &\rightarrow \nu_{eR}, \\ \nu_{eL} &\rightarrow \nu_{\mu R} \end{aligned}$$

оказываются запрещенными при любых значениях параметров нейтрино и при любой величине магнитного поля. Анализ МСВ-резонанса привел к выводу, что совпадение с результатами СМ, или же незначительные отклонения от предсказаний СМ, возможны в случае (квази)вырождения масс тяжелых нейтрино и равных углах смешивания между легкими и тяжелыми нейтрино, принадлежащими одному и тому же поколению.

Рождение тяжелых правосторонних нейтрино из пучка легких левосторонних нейтрино возможно в коллайдерных экспериментах благодаря отличному от нуля ДММ $\mu_{ij}^{\nu N}$. Такие эксперименты могут быть реализованы как на адронных, так и на e^-e^+ или $\mu^-\mu^+$ коллайдерах.

Ненулевые значения матричных элементов магнитного момента μ_{ij}^{NN} позволяют рассматривать тяжелые стабильные нейтрино в качестве кандидатов на слабо взаимодействующие частицы холодной темной материи.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бояркин, О. М. Физика массивных нейтрино / О. М. Бояркин. – М. : КомКнига, 2006. – 200 с.
2. Buchmuller, W. Neutrino masses and the baryon asymmetry / W. Buchmuller, M. Plumacher // Int. J. Mod. Phys. – 2000. – A15. – P. 5047–5086.
3. Neutrino masses, leptogenesis and dark matter in hybrid seesaw/ Pei-Hong Gu [et al.] // Phys. Rev. – 2009. – D79, 033010.
4. Zhuridov, D. V. Freed Leptogenesis / D. V. Zhuridov // Mod. Phys. Lett. – 2011. – A26. – P. 2983–2996.
5. Ma, E. Neutrino Masses and Leptogenesis with Heavy Higgs Triplets / E. Ma and U. Sarkar // Phys. Rev. Lett. – 1998. – Vol. 80. – P. 5716 .
6. Lee Hye-Sung. Neutrino dark matter candidate in fourth generation scenarios / Hye-Sung Lee, Zuowei Liu, Amarjit Soni // Phys. Lett. B – 2011. – Vol. 704. – P. 30–36.
7. Chao Wei. Pure Leptonic Gauge Symmetry, Neutrino Masses and Dark Matter / Wei Chao // Phys. Lett. B – 2011. – Vol. 695. – P. 157–161.
8. Kusenko, A. Pulsar Velocities and Neutrino Oscillations / A. Kusenko and G. Segre // Phys. Rev. Lett. – 1996. – Vol. 77. – P. 4862.
9. Five-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Likelihoods and Parameters from the WMAP data / J. Dunkley [et al., WAMP Collaboration] // Astrophys. J. Suppl. – 2009. – Vol. 180. – P. 306–329.
10. Results from the Final Exposure of the CDMS II Experiment / Z. Ahmed [et al., The CDMS-II Collaboration] // [Electronic resource]. 2009. – Mode of access: <http://arxiv.org/abs/0912.3592>. – Date of access: 18.12.2009.
11. First limits on WIMP nuclear recoil signals in ZEPLIN-II: A two-phase xenon detector for dark matter detection / G. J. Alner [et al.] // Astropart. Phys. – 2007. – Vol. 28, № 3. – P. 287–302.
12. First results from a dark matter search with liquid argon at 87 K in the Gran Sasso underground laboratory / P. Benetti [et al.] // Astropart. Phys. – 2008. – Vol. 28, № 6. – P. 495–507.
13. First Results from the XENON10 Dark Matter Experiment at the Gran Sasso National Laboratory / J. Angle [et al., XENON Collaboration] // Phys. Rev. Lett. – 2008. – Vol. 100. – P. 021303.
14. Ellis, J. Known and unknown matter / J. Ellis // Nuovo Cim. A – 1994. – Vol. 107. – P. 1091–1110.
15. Rich, J. Experimental particle physics without accelerators / J. Rich, M. Spiro and J. Lloyd-Owen // Phys. Rep. – 1996. – Vol.151, № 5–6. – P. 239 – 364.
16. Smith, P. F. Terrestrial Searches for New Stable Particles / P. F. Smith // Contemp. Phys. – 1988. – Vol. 29 – P. 159–186.

SUMMARY

The neutrino sector is considered within the left-right model. The behavior of the neutrino flux in condensed matter and an intensive magnetic field is investigated. It is determined that resonance transitions between light and heavy neutrinos are forbidden. The hypothesis claiming that the heavy neutrinos enter into nonbaryonic cold dark matter is examined.

Поступила в редакцию 16.10.2014 г.