

УДК 539.1

О.М. Бояркин,
 доктор физико-математических наук,
 профессор кафедры общей и теоретической физики БГПУ;
Г.Г. Бояркина,
 кандидат физико-математических наук,
 доцент кафедры экспериментальной физики БГПУ;
А.А. Титова,
 магистр кафедры общей и теоретической физики БГПУ

МУЛЬТИПОЛЬНЫЕ МОМЕНТЫ НЕЙТРИНО В ЛЕВО-ПРАВОЙ МОДЕЛИ

В стандартной модели электрослабых взаимодействий (СМ) нейтрино являются безмассовыми частицами, и, как результат, смешивание состояний в нейтринном секторе отсутствует. Однако к концу 2002 г. в результате серии экспериментов с солнечными, атмосферными и реакторными нейтрино было установлено существование нейтринных осцилляций [1]. Данный факт свидетельствовал о том, что масса нейтрино отлична от нуля и имеет место нарушение частичного лептонного флейвора. Этот фундаментальный результат является одним из прямых экспериментальных указаний на реконструкцию нейтринного сектора СМ. Необходимо отметить, что среди выполненных осцилляционных нейтринных экспериментов особняком стоит результат LSND (Liquid Scintillator Neutrino Detector), указывающий на наличие осцилляций мюонных нейтрино в области $m_1^2 - m_2^2 = \Delta m_{12}^2 \sim 1 \text{ эВ}^2$. Тогда совместное описание солнечных и атмосферных осцилляций, а также результата LSND требует уже радикального пересмотра СМ, а именно, предлагается считать, что нейтрино и антинейтрино имеют различные массы и углы смешивания [2], то есть в новой теории имеет место нарушение CP -симметрии. Заметим, что идея нарушения CP -симметрии также диктуется космологическими наблюдениями. Динамическое объяснение барионной асимметрии наиболее привлекательно с физической точки зрения. Эта асимметрия может образовываться в изначально симметричной космической среде только в том случае, если выполнены три необходимых условия:

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

Вместе с тем нарушение CP -симметрии должно быть достаточно сильным для осуществления успешного электрослабого бариогенезиса. Как показывает анализ, для этого необходимо, чтобы CP -нарушение происходило именно в хиггсовом секторе, что возможно только при наличии в теории нескольких физических бозонов Хиггса, в то время как СМ предсказывает существование лишь одного нейтрального бозона Хиггса.

Итак, успешное описание свойств нейтрино будет решающим шагом в установлении физики вне рамок СМ. Целью данной работы является анализ электромагнитных характеристик в рамках модели, основанной на $SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)_{B-L}$ – калибровочной группе (лево-правая модель).

Нейтрино нейтральная частица и ее полный лагранжиан не содержит никаких мультипольных моментов (ММ). Появление ММ обусловлено взаимодействием нейтрино с вакуумом, чья структура определяется выбором модели электрослабого взаимодействия. Электромагнитные свойства массивного нейтрино описываются четырьмя формфакторами, то есть общий вид матричного элемента для электромагнитного тока нейтрино J_μ^{em} есть [3]:

$$\langle v_i(p') | J_\mu^{em} | v_j(p) \rangle = \left\langle v_i(p') \left| i\sigma_{\mu\lambda} q^\lambda [F_M(q^2) + F_E(q^2)\gamma_5] + (q^2\gamma_\mu - q_\mu \hat{q}) [F_V(q^2) + F_A(q^2)\gamma_5] \right| v_j(p) \right\rangle,$$

где $q = p' - p$, $F_M(q^2)$, $F_E(q^2)$, $F_A(q^2)$, $F_V(q^2)$ – магнитный, электрический, анапольный и дираковский формфакторы нейтрино. В статическом пределе ($q^2 = 0$) $F_M(q^2)$ и $F_E(q^2)$ определяют аномальный дипольный магнитный момент μ_{ij} и дипольный электрический момент d_{ij} . Соответственно, $F_A(q^2)$ при $i = j$ и $q^2 = 0$ представляет собой анапольный момент нейтрино. Для майорановского нейтрино диагональные элементы всех ММ за исключением анапольного обращаются в ноль [4], в то время как недиагональные элементы нулю не равны.

К настоящему времени существуют только границы на аномальные магнитные моменты (АММ) легких нейтрино. Однако для успешного объяснения малости массы левосторонних нейтрино в теорию необходимо вводить тяжелые правосторонние нейтрино, которые являются партнерами по see-saw механизму для обычных нейтрино. Заметим, что какая-либо экспериментальная информация по АММ тяжелых нейтрино отсутствует. Наиболее строгие границы на АММ легких нейтрино следуют из космологических наблюдений. Так, на 90 % CL найдено [5]

$$\begin{aligned}\mu_{\nu_e} &\leq 5.8 \times 10^{-11} \mu_B; \\ \mu_{\nu_\mu} &\leq 6.8 \times 10^{-10} \mu_B; \\ \mu_{\nu_\tau} &\leq 3.9 \times 10^{-7} \mu_B,\end{aligned}\quad (1)$$

где μ_B – магнетон Бора. Исследования остывания сверхновых и красных гигантов позволяют получить для μ_ν границы в интервале от $10^{-12} \mu_B$ до $10^{-11} \mu_B$ [5]. Взаимодействие нейтрино с магнитным полем Солнца может приводить к конвертированию ν_e в $\bar{\nu}_e$. Использование этого эффекта приводит к результату [5]

$$\mu_{\text{eff}}(\nu_{\nu_B}) \leq (10^{-10} - 10^{-12}) \mu_B. \quad (2)$$

Теоретические предсказания СМ, дополненной правосторонним нейтринным синглетом, весьма далеки от цитируемых выше экспериментальных границ. В третьем порядке теории возмущений $\mu_{\nu_a \nu_b}$ определяется выражением [6]

$$\mu_{\nu_i \nu_j} = \frac{3G_F}{32\sqrt{2}\pi^2} (m_{\nu_i} + m_{\nu_j}) \sum_l U_{il}^\dagger U_{lj} \left(\frac{m_l}{m_W} \right)^2, \quad (3)$$

где U_{jl} – матрица смешивания нейтрино, $l = e, \mu, \tau$, m_l – масса лептона и m_W – масса заряженного калибровочного бозона. Тогда даже для τ – лептонного нейтрино – мы получаем для $\mu_{\nu_{e(\mu)\nu_\tau}}$ пренебрежимо малое значение $\sim 10^{-16} \mu_B$. Таким образом, детектирование значений аномального магнитного момента нейтрино в интервале $\mu_{\text{exp}} \sim (10^{-10} - 10^{-12}) \mu_B$ потребует выхода за рамки СМ или ее косметической реконструкции.

Очевидно, что значительного увеличения значений АММ следует ожидать только в моделях с правыми токами. Лево-правая модель (ЛПМ) (см. для обзора [7]) обладает необходимыми свойствами. Вклады в АММ нейтрино от диаграмм с виртуальными лево- и правосторонними калибровочными бозонами W_L и W_R были найдены в работе [8]. Величина АММ, соответствующая переходу $\nu_i \rightarrow \nu_j$, оказывается того же порядка, что и экспериментальные границы

$$\mu_{\nu_i \nu_j} \sim 10^{-12} \mu_B.$$

Поскольку ЛПМ включает в себя заряженные скалярные бозоны, то их также необходимо учесть при вычислении АММ нейтрино. В традиционном варианте скалярный сектор включает два триплета и один бидублет полей Хиггса. После спонтанного нарушения симметрии мы имеем 14 физических бозонов Хиггса: четыре двукратно заряженных скаляра $\Delta_{1,2}^{(\pm)}$, четыре однократно заряженных скаляра $\delta^{(\pm)}$ и $h^{(\pm)}$, четыре нейтральных скаляра $S_{1,2,3,4}$, а также два нейтральных псевдоскаляра $P_{1,2}$. В третьем порядке теории возмущений вклад в АММ нейтрино будут давать только однократно заряженные бозоны Хиггса. Анализ экспериментальных данных свидетельствует о том, что массы этих бозонов и их константы взаимодействия

с лептонами и калибровочными бозонами могут лежать на электрослабой шкале [9]. В дальнейших вычислениях нам понадобятся следующие лагранжианы:

$$\mathcal{L}_l^{sc} = \sum_{a,b} \left\{ \left[\frac{h'_{ab}k_2 - h_{ab}k_1}{2k_+} \bar{\nu}_a (1 - \gamma_5) l_b - \frac{h_{ab}k_2 - h'_{ab}k_1}{2k_+} \bar{N}_a (1 + \gamma_5) l_b \right] h^{(+)} - \frac{f_{ab}}{\sqrt{2}} \bar{l}_a^c (1 + \gamma_5) \nu_b \tilde{\delta}^{(+)} + h.c. \right\} \quad (4)$$

$$\mathcal{L}_\gamma^{sc} = ie \left[\tilde{\delta}^{(-)} (\partial_\mu \tilde{\delta}^{(+)}) - (\partial_\mu \tilde{\delta}^{(-)}) \tilde{\delta}^{(+)} \right] A^\mu + (\tilde{\delta}^{(\pm)} \rightarrow h^{(\pm)}) + h.c., \quad (5)$$

где $k_{1,2}$ – вакуумные ожидания нейтральных компонент бидублета, f_{ab} (h_{ab} и h'_{ab}) – триплетные (бидублетные) юкавские константы связи, $k_0 = k_-^2 / (\sqrt{2}k_+)$, $k_\pm = \sqrt{k_1^2 \pm k_2^2}$, a и b – индексы лептонных поколений. Далее для простоты мы будем считать, что масса $h^{(\pm)}$ -бозона лежит на электрослабой шкале, в то время как $\delta^{(\pm)}$ -бозон имеет массу в ТэВ области. Тогда в третьем порядке теории возмущений вклады от заряженных бозонов Хиггса описываются диаграммами, представленными на рисунке.

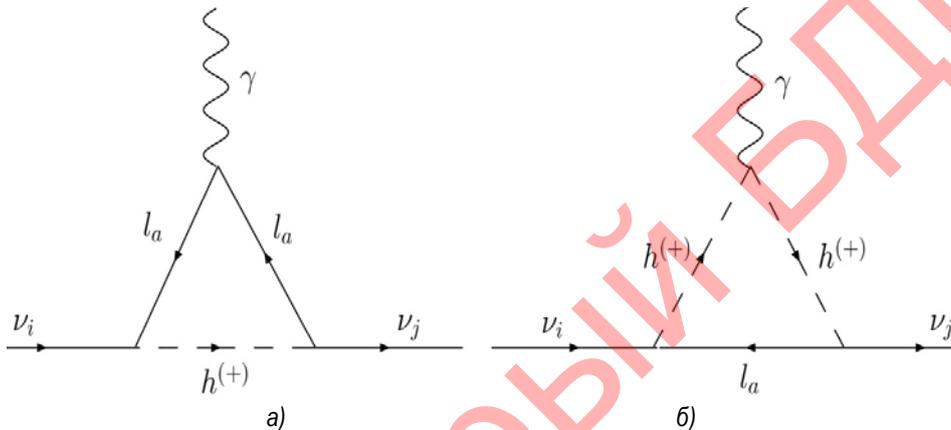


Рисунок – Диаграммы с виртуальными заряженными бозонами Хиггса, дающие вклад в АММ нейтрино

Выражения для матричных элементов АММ разбиваются на две группы. Первая соответствует переходам без изменения спиральности нейтрино, а вторая связана с переходами, изменяющими спиральность нейтрино. Для моментов первой группы получаем ($i \neq j$)

$$\mu_{\nu_i \nu_j} = \frac{m_e \mu_B}{4\pi^2} \sum_{l_a} \frac{U_{ai}^\dagger U_{aj} \alpha_{\bar{\nu}_a h l_a}^2}{(m_{\nu_i} - m_{\nu_j})} \int_0^1 x \left[\ln \left| \frac{L_{\nu_i h}}{L_{\nu_j h}} \right| + \ln \left| \frac{L_{\nu_i l_a}}{L_{\nu_j l_a}} \right| \right] dx, \quad (6)$$

$$\mu_{N_i N_j} = \mu_{\nu_i \nu_j} (\nu_i \rightarrow N_i, \nu_j \rightarrow N_j), \quad (7)$$

где $\alpha_{\bar{\nu}_a h l_a} = \frac{h'_{aa}k_2 - h_{aa}k_1}{2k_+}$, $\alpha_{\bar{N}_a h l_a} = \frac{h_{aa}k_2 - h'_{aa}k_1}{2k_+}$,

$L_{\nu_i l_a} = (m_{l_a}^2 - m_{\nu_i}^2)x + m_{\nu_i}^2 x^2 + m_h^2(1-x)$, $L_{\nu_i h} = (m_h^2 - m_{\nu_i}^2)x + m_{\nu_i}^2 x^2 + m_{l_a}^2(1-x)$, m_e – масса электрона и U_{aj} – матрица смешивания нейтрино. Вторая группа матричных элементов для АММ нейтрино определяется выражением

$$\mu_{\nu_i N_j} = \frac{m_e \mu_B}{4\pi^2} \sum_{l_a} \frac{U_{aj}^\dagger U_{ai} \alpha_{\bar{\nu}_a h l_a} \alpha_{\bar{N}_a h l_a}}{m_{N_j}^2} \int_0^1 x \left[\ln \left| \frac{M_{l_a h}}{M_{N_j h}} \right| - \frac{x}{(1-x)} \ln \left| \frac{M_{h l_a}}{M_{N_j l_a}} \right| \right] dx, \quad (8)$$

где $M_{l_a h} = (m_h^2 - m_{l_a}^2)x + m_{l_a}^2$, $M_{h l_a} = (m_{l_a}^2 - m_h^2)x + m_h^2$,
 $M_{N_j h} = (m_h^2 - m_{N_j}^2)x + m_{N_j}^2 x^2 + m_{l_a}^2(1-x)$,
 $M_{N_j l_a} = (m_{l_a}^2 - m_{N_j}^2)x + m_{N_j}^2 x^2 + m_h^2(1-x)$.

Используя существующие ограничения на параметры ЛПМ, определим верхние границы на АММ нейтрино. С этой целью применим соотношение

$$\frac{\alpha_{\bar{\nu}_\mu h}^2}{m_h^2} < 0.66 \times 10^{-6} \text{ ГэВ}^{-2},$$

найденное в работе [9]. Полагая

$$\begin{aligned} m_h &= 100 \text{ ГэВ}, \\ \alpha_{\bar{\nu}_\mu h} &\approx \alpha_{\bar{\nu}_e h} \approx \alpha_{\bar{\nu}_\tau h}, \\ m_{\nu_i} &= 2 \text{ эВ}, \end{aligned}$$

получаем пренебрежимо малое значение

$$\mu_{\nu_i \nu_j} < 10^{-19} \mu_B. \quad (9)$$

Однако для случая тяжелых нейтрино поправки, вызванные однократно заряженным бозоном Хиггса, велики. Так, при $m_{N_j} = 150 \text{ ГэВ}$ мы имеем

$$\mu_{N_i N_j} \approx 10^{-8} \mu_B.$$

С ростом m_{N_j} значение $\mu_{N_i N_j}$ уменьшается, то есть мы можем заключить, что

$$\mu_{N_i N_j} \leq 10^{-8} \mu_B. \quad (10)$$

Аналогично находим, что величина $\mu_{\nu_i N_j}$ ограничена неравенством

$$\mu_{\nu_i N_j} < 10^{-9} \mu_B. \quad (11)$$

Как мы видим, поправки к АММ нейтрино, вызванные взаимодействием с сектором Хиггса, довольно велики. Посмотрим, к каким феноменологическим следствиям приведут такие значения АММ нейтрино. Изучим движение высокоэнергетического ($\sim 200 \text{ ГэВ}$) потока легких нейтрино в веществе и скрученном магнитном поле (для скрученного поля отлична от нуля геометрическая фаза $\Phi(z)$, определяемая как $B_x \pm iB_y = B_\perp \exp \pm i\Phi(z)$). Поскольку одно из тяжелых правосторонних нейтрино может иметь массу на электрослабой шкале, то сектора легких и тяжелых нейтрино взаимосвязаны. Ограничимся двухфлейворным приближением. Тогда предметом нашего исследования будет система $\psi^T = (v_{eL}^T, v_{\mu L}^T, N_{eR}^T, N_{\mu R}^T)$ со смешиванием вида

$$\begin{pmatrix} v_1 \\ v_2 \\ v_3 \\ v_4 \end{pmatrix} = U \begin{pmatrix} v_{eL} \\ v_{\mu L} \\ N_{eR} \\ N_{\mu R} \end{pmatrix}, \quad (12)$$

где

$$U = \begin{pmatrix} c_{\theta_\nu} & -s_{\theta_\nu} & 0 & 0 \\ s_{\theta_\nu} & c_{\theta_\nu} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & c_{\theta_N} & -s_{\theta_N} \\ 0 & 0 & s_{\theta_N} & c_{\theta_N} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{\phi_e} & 0 & -s_{\phi_e} & 0 \\ 0 & c_{\phi_\mu} & 0 & -s_{\phi_\mu} \\ s_{\phi_e} & 0 & c_{\phi_e} & 0 \\ 0 & s_{\phi_\mu} & 0 & c_{\phi_\mu} \end{pmatrix},$$

$c_{\theta_\nu} = \cos \theta_\nu$, $s_{\theta_\nu} = \sin \theta_\nu$ и так далее. В рассматриваемом случае гамильтониан системы имеет вид

$$H = \begin{pmatrix} \mathcal{H}_{\nu\nu} & \mathcal{H}_{\nu N} \\ \mathcal{H}_{\nu N}^\dagger & \mathcal{H}_{NN} \end{pmatrix}, \quad (13)$$

где

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_{\nu\nu} &= \begin{pmatrix} \delta_c^{21} c_{\phi_e}^2 + \delta_c^{43} s_{\phi_e}^2 + \Delta c_{2\phi_e} + V_{ee} - \dot{\Phi}/2 & \delta_s^{21} c_{\phi_e} c_{\phi_\mu} + \delta_s^{43} s_{\phi_e} s_{\phi_\mu} \\ \delta_s^{21} c_{\phi_e} c_{\phi_\mu} + \delta_s^{43} s_{\phi_e} s_{\phi_\mu} & -\delta_c^{21} c_{\phi_\mu}^2 - \delta_c^{43} s_{\phi_\mu}^2 + \Delta c_{2\phi_\mu} + V_{\mu\mu} - \dot{\Phi}/2 \end{pmatrix} \\ \mathcal{H}_{\nu N} &= \begin{pmatrix} 2^{-1} s_{2\phi_e} (\delta_c^{43} - \delta_c^{21} - 2\Delta) + \mu_{\nu_e N_e} B_\perp & \delta_s^{43} s_{\phi_e} c_{\phi_\mu} - \delta_s^{21} c_{\phi_e} s_{\phi_\mu} + \mu_{\nu_e N_\mu} B_\perp \\ \delta_s^{43} s_{\phi_e} c_{\phi_\mu} - \delta_s^{21} c_{\phi_e} s_{\phi_\mu} + \mu_{\nu_e N_e} B_\perp & 2^{-1} s_{2\phi_\mu} (\delta_c^{21} - \delta_c^{43} - 2\Delta) + \mu_{\nu_e N_\mu} B_\perp \end{pmatrix} \end{aligned}$$

$$\mathcal{H}_{NN} = \mathcal{H}_{\nu\nu} \left(\phi_e \rightarrow \phi_e + \frac{\pi}{2}, \phi_\mu \rightarrow \phi_\mu + \frac{\pi}{2}, \dot{\Phi} \rightarrow -\dot{\Phi} \right),$$

$$\delta_{c(s)}^{21} = \frac{m_2^2 - m_1^2}{4E} \cos 2\theta_\nu (\sin 2\theta_\nu), \quad \delta_{c(s)}^{43} = \frac{m_4^2 - m_3^2}{4E} \cos 2\theta_N (\sin 2\theta_N),$$

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

$V_{ee} (V_{\mu\mu})$ – потенциал взаимодействия электронных (мюонных) нейтрино с веществом. При анализе поведения нейтринного пучка нам наиболее интересны резонансные конверсии легких нейтрино в тяжелые нейтрино. Приравнявая соответствующие диагональные элементы гамильтониана (13), находим, что резонанс $\nu_{eL} \rightarrow N_{eR}$ будет иметь место при выполнении

$$\delta_c^{21} c_{\phi_e}^2 + \delta_c^{43} s_{\phi_e}^2 + \Delta c_{2\phi_e} + V_{ee} - \dot{\Phi}/2 = \delta_c^{21} s_{\phi_e}^2 + \delta_c^{43} c_{\phi_e}^2 - \Delta c_{2\phi_e} + \dot{\Phi}/2. \quad (14)$$

Рождение тяжелых мюонных нейтрино в пучке легких электронных нейтрино, то есть резонансный переход $\nu_{eL} \rightarrow N_{\mu R}$, реализуется, если

$$\delta_c^{21} c_{\phi_e}^2 + \delta_c^{43} s_{\phi_e}^2 + \Delta c_{2\phi_e} + V_{ee} - \dot{\Phi}/2 = \delta_c^{21} s_{\phi_\mu}^2 + \delta_c^{43} c_{\phi_\mu}^2 - \Delta c_{2\phi_\mu} + \dot{\Phi}/2. \quad (15)$$

Из (14) следует, что резонанс $\nu_{eL} \rightarrow N_{eR}$ физически неосуществим. С другой стороны, резонансная конверсия $\nu_{eL} \rightarrow N_{\mu R}$ будет происходить в случае вырождения (квазивырождения) масс тяжелых нейтрино и при выполнении $\phi_\mu = \phi_e + \pi/2$. Чтобы получить представление о порядке величины вероятности этой конверсии, можно «обрезать» 4×4 гамильтонову матрицу до 2×2 матрицы, содержащей только интересующие нас компоненты. Тогда в случае однородного магнитного поля вероятность резонансной конверсии $\overline{\nu_{eL}} \rightarrow N_{\mu R}$ определится как

$$W_{\nu_{eL} \rightarrow N_{\mu R}} = \frac{\left[2 \left(\delta_s^{43} s_{\phi_e} c_{\phi_\mu} - \delta_s^{21} c_{\phi_e} s_{\phi_\mu} + \mu_{\nu_e N_\mu} B_\perp \right) \right]^2}{\left[2 \left(\delta_s^{43} s_{\phi_e} c_{\phi_\mu} - \delta_s^{21} c_{\phi_e} s_{\phi_\mu} + \mu_{\nu_e N_\mu} B_\perp \right) \right]^2 + (V_{ee} - \dot{\Phi})^2} \times$$

$$\times \sin^2 \left\{ \sqrt{\left[2 \left(\delta_s^{43} s_{\phi_e} c_{\phi_\mu} - \delta_s^{21} c_{\phi_e} s_{\phi_\mu} + \mu_{\nu_e N_\mu} B_\perp \right) \right]^2 + (V_{ee} - \dot{\Phi})^2} L/2 \right\}. \quad (16)$$

Из (16) следует, что если удастся создать скрученное магнитное поле с напряженностью 10^6 Гаусс и $\Phi \sim 10^{-13}$ эВ на расстоянии около сотни метров, то при $\mu_{\nu_e N_\mu} \sim 10^{-8} \mu_B$ нейтринный детектор, работающий в режиме на «исчезновение», будет регистрировать ослабление пучка электронных нейтрино на уровне десятка процентов.

Выводы. В рамках ЛПМ были найдены поправки от сектора Хиггса к АММ нейтрино и показано, что для тяжелых правосторонних нейтрино эти поправки превышают вклады от заряженных калибровочных бозонов. В случае, когда масса тяжелого нейтрино лежит на электрослабой шкале, диагональные элементы матрицы АММ нейтрино достигают значений $10^{-8} \mu_B$, в то время как недиагональные элементы имеют порядок. Были изучены резонансные конверсии легких нейтрино в тяжелые нейтрино при движении в скрученном магнитном поле. Анализ показал, что резонансные переходы $\nu_{eL} \rightarrow N_{eR}$ оказываются запрещенными, при этом резонансный переход $\nu_{eL} \rightarrow N_{\mu R}$ реализуется в случае вырождения (квазивырождения) масс тяжелых нейтрино при определенных значениях параметров магнитного поля. Таким образом, изучение поведения потока высокоэнергетических левосторонних нейтрино в интенсивном скрученном магнитном поле позволит получить новые ограничения на величину магнитного момента нейтрино.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бояркин, О.М. Физика массивных нейтрино / О.М. Бояркин. – М.: КомКнига, 2006. – 200 с.
2. Murayama, H. Phys. Lett / H. Murayama, T. Yanagida. – В 520 359, 2001.
3. Shrock, R.E. Nucl. Phys / R.E. Shrock. – В 206 359, 1982.
4. Зельдович, Я.Б. ЖЭТФ / Я.Б. Зельдович. – 33 1531, 1957.
5. Герштейн, С.С. Природа массы нейтрино и нейтринные осцилляции / С.С. Герштейн // Успехи физ. наук. – 1997. – Т. 167. – № 8. – С. 811–848.
6. Lee, B.W. Phys. Rev. / B.W. Lee, R.E. Shrock. – D 16 1444 (1977).
7. Boyarkin, O.M. Advanced Particles Physics, Volume II, Taylor and Francis Group / O.M. Boyarkin. – London. – N. Y., 2011. – P. 555.
8. Kim, J.F. Phys. Rev. / J.F. Kim. – D 14 3000, 1976.
9. Бояркина, Г.Г. Ядерная физика / Г.Г. Бояркина, О.М. Бояркин. – 68 2109, 2005.

SUMMARY

Within the left-right model in the third perturbation theory contributions to neutrino anomalous magnetic moments (AMM) coming from singly charged Higgs bosons are calculated. It is shown that these contributions are negligible for the AMM matrix elements $\mu_{\nu_i \nu_j}$ which are responsible for the transitions $\nu_i \rightarrow \nu_j$. On the other hand, the diagrams with the virtual bosons $h^{(\pm)}$ give the values $(10^{-8} - 10^{-9})\mu_B$ for $\mu_{\nu_i N_j}$ and $\mu_{N_i N_j}$. High-energy neutrino motion in twisting intensive magnetic field is studied. It is found that the resonance transitions from the light to heavy neutrino sector are possible under degeneration (or quasi-degeneration) of the heavy neutrino masses.

Поступила в редакцию 19.06.2012 г.

Репозіторій БДІ