Письма в ЖЭТФ, том 48, вып. 2, стр. 58 – 60 *25 июля 1988 г.*

ИНДУЦИРОВАННЫЙ МАГНИТНЫЙ МОМЕНТ НЕЙТРИНО В МАГНИТОУПОРЯДОЧЕННЫХ СРЕДАХ

Л.Б.Леинсон, В.Н.Ораевский

Пространственно-нечетная часть взаимодействия дираковского нейтрино с поперечным электромагнитным полем в магнитоупорядоченной среде сводится к магнитному форм-фактору нейтрино, который в статическом случае соответствует индуцированному нормальному магнитному моменту $\beta = 10^{-10}\beta_Б$ ($\beta_Б$ – магнетон Бора).

В работах [1–3] показано, что в изотропных средах со свободными носителями заряда у нейтрино возникают индуцированные заряд и магнитный момент. Естественно ожидать, что учет спиновых переменных в магнитоупорядоченных системах должен привести к значительно большей, чем в [3] величине индуцированного магнитного момента нейтрино, поскольку в магнитоупорядоченных средах уже в основном состоянии имеется нескомпенсированная плотность магнитного момента, создаваемая ориентированными спинами электронов.

Ниже показано, что в случае, когда магнитная проницаемость среды заметно отличается от единицы, вклад аксиального (нарушающего четность) тока электронов, в эффективную электромагнитную вершину нейтрино сводится к магнитному формфактору. В квазистатическом случае ($\omega \to 0$, $\mathbf{k} \to 0$) этот формфактор соответствует индуцированному нормальному магнитному моменту нейтрино, который на несколько порядков превышает индуцированный магнитный момент, полученный в работе [3].

Рассматривая движение в магнитоупорядоченной среде безмассовых мягких нейтрино ($q^2 \ll M_W^2$), можно воспользоваться точечным четырехфермионным взаимодействием нейтрино с электронами среды [4].

$$\hat{H}_{\nu e} = -\sqrt{2}G_F\left(\bar{\psi}_\nu \frac{1+\gamma_5}{2}\gamma_\mu \psi_\nu\right)\left(\bar{\psi}_e \frac{1+4\xi+\gamma_5}{2}\gamma^\mu \psi_e\right), \tag{1}$$

которое мы представили в виде произведения слабых токов нейтрино и электрона. В формуле (1) параметры $G_F = 10^{-5}/m_p^2$ (m_p – масса протона) и $\xi = \sin^2\theta_W$ (θ_W – угол Вайнберга) учитывают взаимодействие через заряженные и нейтральные токи. ψ_e и ψ_ν – операторы свободных электронного и нейтринного полей в представлении Шредингера. Оператор слабого тока электронов в (1) содержит два слагаемых, одно из которых пропорционально векторному току $j_\mu^v = (\bar{\psi}_e\gamma_\mu\psi_e)$, другое псевдовекторному току $j_\mu^a = (\bar{\psi}_e\gamma_5\gamma_\mu\psi_e)$ электронов. Усреднение электронного тока по физически бесконечно малому элементу объема среды приводит к результату [5]

$$j_\mu^v(\mathbf{r},t) = \int \frac{d^3p}{E}\, p_\mu \,\mathrm{Sp}\,\hat{f}(\mathbf{p},\mathbf{r},t) \tag{2}$$

$$\mathbf{j}^a(\mathbf{r},t) = \int d^3p\,\mathrm{Sp}\,(\vec{\Sigma}\hat{f}(\mathbf{p},\mathbf{r},t)) \quad . \tag{3}$$

где $p^\mu = (E,\mathbf{p})$, $E = \sqrt{\mathbf{p}^2 + m_e^2}$ [1)]; $f_{\alpha\beta}(\mathbf{p},\mathbf{r},t)$ локально равновесная одночастичная матрица плотности электронов среды; $\vec{\Sigma} = \gamma_0\gamma_5\vec{\gamma}$ – трехмерный оператор спина электрона; $\mathbf{S}(\mathbf{p},\mathbf{r},t) = \mathrm{Sp}\,(\vec{\Sigma}\hat{f})$ – фазовая плотность спина в среде.

---

1) Используется система единиц $\hbar = c = 1$, метрика Фейнмана $q_\mu q^\mu = \omega^2 - \mathbf{k}^2$, стандартное представление γ-матриц Дирака, причем $\gamma_5 = \gamma_5^+ = i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3$, $e^2 = \alpha = 1/137$.

Как известно векторный ток электронов (ток проводимости) связан с потенциалами электромагнитного поля A^{μ} через поляризационный оператор $\Pi_{\rho\mu}$. Аксиальный ток электронов (3) есть по определению удвоенная макроскопическая плотность спина в среде, которую можно связать с намагничением. Поэтому, учитывая формулы (3), можно записать усредненное по физически бесконечному малому объему среды взаимодействие (1) в виде эффективного оператора электромагнитного взаимодействия нейтрино

$$\hat{H}_{\nu A} = -e(\bar{\psi}_{\nu}\Gamma_{\mu}\psi_{\nu})A^{\mu}, \tag{4}$$

где электромагнитная вершина нейтрино Γ_{μ} имеет вид

$$\Gamma_{\mu}(\omega, \mathbf{k}) = \frac{G_F(1+\gamma_5)}{8\pi\sqrt{2\alpha}}\gamma^{\rho}\{(1+4\xi)\Pi_{\rho\mu} + 2im_e\delta_{\mu i}\delta_{\rho j}(\delta_{il} - \mu^{-1}_{il})k_n e_{iln}\} \tag{5}$$

$\mu_{il}(\omega, \mathbf{k})$ – тензор магнитной проницаемости среды, m_e – масса электрона. Первое слагаемое в (5) неоднократно обсуждалось в работах [1-3].

В отличие от указанных работ мы рассматриваем более общий случай, когда дисперсией обладает не только диэлектрическая проницаемость $\epsilon_{ij}(\omega, \mathbf{k})$, но и магнитная проницаемость среды $\mu_{ij}(\omega, \mathbf{k})$. В связи с этим поляризационный оператор содержит дополнительное слагаемое, связанное со спиновым током в среде. Это слагаемое пропорционально $\mathrm{rot}\,M$. Вклад второго слагаемого в (5) в эффективный ток перехода имеет только векторную составляющую

$$eJ_{12}(\omega, \mathbf{k}) = \frac{eG_F m_e}{2\pi\sqrt{2\alpha}}\left[i\mathbf{k}\,\frac{(\bar{\nu}'_L\,\mathbf{g}\nu_L)}{2\sqrt{\epsilon_1\epsilon_2}}\right], \tag{6}$$

где матричный вектор $g_i(\omega, k) = \gamma_j(\delta_{ij} - \mu^{-1}_{ij})$ взят в обкладках из биспиноров нейтрино $\nu_L = \frac{1-\gamma_5}{2}\nu$, $\epsilon = |\mathbf{p}|$ – энергия нейтрино. Формула (6) описывает вклад в ток перехода от индуцированного магнитного формфактора нейтрино

$$\beta^{\nu}_i(\omega, \mathbf{k}) = \frac{eG_F m_e}{2\pi\sqrt{2\alpha}}\,\frac{(\bar{\nu}'_L\gamma_j\nu_L)}{2\sqrt{\epsilon_1\epsilon_2}}(\delta_{ij} - \mu^{-1}_{ij}(\omega, \mathbf{k})). \tag{7}$$

Из (7) следует, что в квазистатическом пределе индуцированный нормальный магнитный момент нейтрино есть: $(\mathbf{k} = \mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2 \to 0,\ \omega = \epsilon_1 - \epsilon_2 \to 0)$

$$\beta^{\nu}_i = \frac{eG_F m_e}{2\pi\sqrt{2\alpha}}\,n_j(\delta_{ij} - \mu^{-1}_{ij}(0,0)). \tag{8}$$

Для поликристаллического ферромагнетика, если внешнее магнитное поле значительно меньше насыщающего, можем положить $\mu_{ij} = \mu\delta_{ij}$, где $\mu \gg 1$. В этом случае индуцированный магнитный момент

$$\vec{\beta}^{\nu} = \frac{eG_F m_e}{2\pi\sqrt{2\alpha}}\mathbf{n}, \qquad (\mathbf{n} = \mathbf{p}/|\mathbf{p}|) \tag{9}$$

направлен вдоль импульса нейтрино и равен по величине

$$\beta^{\nu} = 10^{-5}\frac{m_e^2}{\sqrt{2\pi\alpha}\,m_p^2}\beta_{\text{Б}} \approx 10^{-10}\beta_{\text{Б}}. \tag{9'}$$

Если ферромагнетик находится в сильном ($B \gg 4\pi M_0$) магнитном поле B, то энергия нейтрино

$$-\vec{\beta}^{\nu}\mathbf{B} = -\frac{em_e G_F}{2\pi\sqrt{2}\alpha}\mathbf{n}(\mathbf{B}-\mathbf{H}) = -4\pi\frac{em_e G_F}{2\pi\sqrt{2}\alpha}\mathbf{nM} \qquad (10)$$

не зависит от величины магнитного поля, т. к. намагниченность среды $\mathbf{M}$ достигает насыщения. Очевидно, что в этом случае $\mathbf{B} \parallel \mathbf{M}$, и, следовательно, индуцированный магнитный момент

$$\beta^{\nu} = 4\pi\frac{em_e G_F}{2\pi\sqrt{2}\alpha}\frac{M}{B}\mathbf{n} \qquad (11)$$

обратно пропорционален величине магнитного поля B.

Очевидно, что в ферромагнитном кристалле, где магнитная проницаемость μ_{ij} анизотропна индуцированный магнитный момент уже не направлен вдоль импульса нейтрино. Направление магнитного момента зависит также от величины и направления магнитного поля, по отношению к оси анизотропии кристалла. Однако величина магнитного момента в этом случае также порядка (9′).

Литература

1. *Ораевский В.Н., Семикоз В.Б.* ЖЭТФ, 1984, **86**, 796.
2. *Ораевский В.Н., Семикоз В.Б., Смородинский Я.А.* Письма в ЖЭТФ, 1986, **43**, 549.
3. *Семикоз В.Б.* ЯФ, 1987, **56**, 1592.
4. *Окунь Л.Б.* Лептоны и кварки. М.: Наука, 1984.
5. *Семикоз В.Б.* Physica, 1987, **142A**, 157.
6. *Fujikawa K., Shrock R.E.* Phys. Rev. Lett., 1980, **45**, 963.

Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
2 июня 1988 г.