

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЛЕПТОНОВ И CP -НАРУШЕНИЕ В $SU(3) \times U(1)$ -МОДЕЛИ

В.А.Ковальчук, А.П.Рекало

В $SU(3) \times U(1)$ -модели слабого и электромагнитного взаимодействий вычислены электрические дипольные моменты лептонов и поправка за счет слабого взаимодействия к аномальному магнитному моменту мюона.

1. В последнее время в литературе интенсивно обсуждаются различные механизмы нарушения CP -инвариантности в калибровочных теори-

ях слабого и электромагнитного взаимодействий. Наряду с введением в лагранжиан малого комплексного параметра (например, мнимого угла смешивания кварков) [1], предложены "естественные" механизмы спонтанного нарушения T -инвариантности за счет обмена хигсовскими бозонами в моделях с $SU(2)$ -и $SU(2) \times U(1)$ -симметриями [2].

В предложенной недавно Ли и Вайнберггом $SU(3) \times U(1)$ -модели слабого и электромагнитного взаимодействий [3] реализован новый механизм спонтанного нарушения T -инвариантности – за счет обмена калибровочными $X_{1,2}$ -бозонами.

Настоящая статья посвящена вычислению электромагнитных характеристик лептонов в рамках $SU(3) \times U(1)$ -модели [3]. Показано, что электрические дипольные моменты (ЭДМ) лептонов, предсказываемые данной моделью, существенно определяются величиной вклада слабого взаимодействия в аномальные магнитные моменты лептонов, и получены соответствующие оценки.

2. Интересующая нас часть лагранжиана включает в себя два левых и правых триплета лептонов

$$(\nu_e, e^-, E^-)_L, (\nu_\mu, \mu^-, M^-)_L \text{ и } (E^0, E^-, e^-)_R, (M^0, M^-, \mu^-)_R,$$

содержащих наряду с обычными $(\nu_l, l^- = e^-, \mu^-)$ тяжелые лептоны $L = E, M$ электронного и мюонного типа, и октет векторных полей W^\pm, U^\pm, Y, Z и $X_{1,2}$.

Вклад слабого взаимодействия в аномальный магнитный момент мюона определяется в низшем порядке 6 диаграммами и имеет вид

$$a_{\mu}^w = \frac{Gm_\mu^2}{4\pi^2\sqrt{2}} \left\{ \left(\frac{5}{3}\right)_W + \left(\frac{5}{3}\right)_U + \frac{1+l}{4} (1-3w)^2 \left(\frac{2}{3}\right)_Z + \frac{1+l}{4l} \left(-\frac{10}{3}\right)_Y + \delta \frac{1+l}{l} \frac{m_M}{m_\mu} \cos \epsilon (A)_X - \frac{1+l}{l} (B)_X \right\}, \quad (1)$$

где G – константа Ферми слабого взаимодействия, m_μ, m_M – массы μ^-, M^- , l, w – параметры лагранжиана [3], ϵ – CP -нарушающая фаза, параметр δ определяет расщепление масс X_1, X_2 -бозонов, индексы W, U, Z, Y, X указывают вклады соответствующих диаграмм (мы пренебрегаем малыми величинами порядка $m_\mu^2/M_W^2, m_M^2/M_W^2$ и δ^2). Величины A, B , являющиеся функциями m_L^2/M_X^2 , в двух интересных предельных случаях принимают вид: 1) $A = 2, B = 4/3$ при $m_E^2, m_M^2 \ll M_X^2$; 2) $A = 1/2, B = 5/6$ при $m_E^2 \ll M_X^2, m_M^2 \gg M_X^2$. (Заметим, что если ограничиться в лагранжиане [3] одним скалярным октетом, то $m_M/m_E = m_\mu/m_e$).

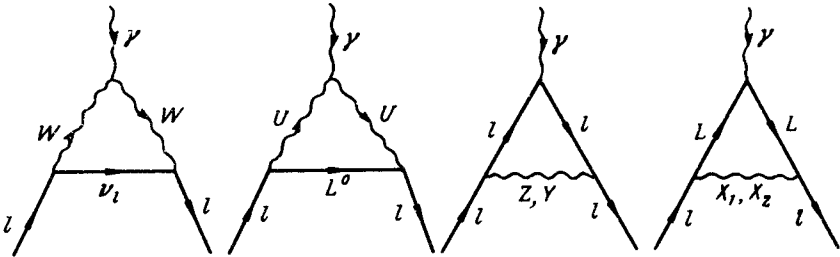
При $l = w = 0, 2$ [3] имеем

$$\begin{aligned} 1) a_{\mu}^w &= 2,3 \cdot 10^{-9} (-9,6 + 12 \delta \cos \epsilon m_M / m_{\mu}), \\ 2) a_{\mu}^w &= 2,3 \cdot 10^{-9} (6,6 + 3\delta \cos \epsilon m_M / m_{\mu}). \end{aligned} \quad (2)$$

Имеющиеся экспериментальные данные относительно a_{μ} [4] позволяют получить, используя (2) и условие $\epsilon \ll 1$, следующие ограничения на параметры модели

$$1) \delta m_M / m_{\mu} \lesssim 2; \quad 2) \delta m_M / m_{\mu} \lesssim 6. \quad (3)$$

Из (2), (3) видно, что обмен X -бозонами может составлять доминирующий вклад в a_{μ}^w .



3. В рассматриваемой модели ЭДМ лептона определяется вкладами двух диаграмм с обменом X -бозонами

$$D_l = e \frac{G m_L}{8 \pi^2 \sqrt{2}} \sin \epsilon \delta \frac{1+l}{l} (A)_X. \quad (4)$$

Отсюда для ЭДМ электрона можно получить:

$$D_e = 2,5 \cdot 10^{-20} \epsilon \delta (m_E / \Gamma_{эв}) e \cdot \text{см}. \quad (5)$$

Используя неравенства (3), находим оценки ЭДМ электрона, не зависящие от δ

$$1) D_e \lesssim 5 \cdot 10^{-21} \epsilon (m_E / m_M) e \cdot \text{см}; \quad 2) D_e \lesssim 3 \cdot 10^{-23} \epsilon e \cdot \text{см}. \quad (6)$$

Отметим, что при разумных значениях величин ϵ и m_E / m_M , а именно $\epsilon \sim 10^{-3}$, $m_E \sim m_M$ ЭДМ электрона в модели Ли – Вайнберга близок к ЭДМ нейтрона ($D_n \sim 10^{-24} e \cdot \text{см}$ [3]).

С другой стороны, используя ограничение $D_e^{\text{exp}} < 3 \cdot 10^{-24} e \cdot \text{см}$ [1] и неравенства (5), (6), можно получить следующие ограничения на параметры модели

$$\epsilon \delta m_E \lesssim 10^{-4} \Gamma \text{ эв}, \quad \epsilon m_E / m_M \lesssim 0,6 \cdot 10^{-3}.$$

Аналогично, из (1), (3) для ЭДМ мюона следуют оценки

$$1) D_\mu = 2,6 \cdot 10^{-21} \delta \epsilon (m_M / m_\mu) e \cdot \text{см} < 5 \cdot 10^{-21} \epsilon e \cdot \text{см}; \quad (7)$$

$$2) D_\mu = 6,5 \cdot 10^{-22} \delta \epsilon (m_M / m_\mu) e \cdot \text{см} < 4 \cdot 10^{-21} \epsilon e \cdot \text{см}.$$

Отметим, что если в первом случае ($m_M^2 \ll M_X^2$) ЭДМ электрона и мюона могут быть сравнимы по величине, поскольку $D_\mu / D_e = m_M / m_E$, то во втором случае $D_\mu \gg D_e$ (в силу соотношения масс m_M и m_E).

Таким образом, мы показали, что модель Ли – Вайнберга предсказывает ЭДМ лептонов такого же порядка по величине, как и ЭДМ нейтрона. При этом несмотря на большое число свободных параметров в модели ЭДМ мюона определяется единственным параметром ϵ – CP -нарушающей фазой (7) (при учете ограничений на параметры обмена X -бозонами, вытекающих из данных по аномальному магнитному моменту мюона). Поэтому повышение чувствительности в экспериментах по определению ЭДМ мюона имеет исключительно важное значение для проверки предсказаний модели Ли – Вайнберга (по оценкам работы [4] $D_\mu^{\text{exp}} < 10^{-18} e \cdot \text{см}$).

Физико-технический институт
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
4 декабря 1977 г.

Литература

- [1] R.N.Mohapatra. Phys. Rev., D6, 2023, 1972; A.Pais. Phys. Rev., D8 625, 1973; A.Pais, J.R.Primack, Phys. Rev., D8, 3063, 1973.
- [2] T.D.Lee. Phys. Rev., D8, 1226, 1973; S.Weinberg. Phys. Rev. Lett., 37, 657, 1976.
- [3] B.W.Lee, S.Weinberg. Phys.Rev. Lett., 38, 1237, 1977.
- [4] J.Bailey et al. Phys. Lett., 67B, 225, 1977; J.Calmet et al. Rev. Mod. Phys., 49. 21, 1977; E.Lautrup et al. Phys. Rep., 3C, 195, 1972.