

**О ВЕЛИЧИНЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ДИПОЛЬНОГО МОМЕНТА НЕЙТРОНА  
В МОДЕЛИ *CP*-НАРУШЕНИЯ ВАЙНБЕРГА**

*А.А. Ансельм, В.Е. Бунаков, В.П. Гудков, Н.Г. Уральцев*

Показано, что величина ЭДМ нейтрона в модели *CP*-нарушения Вайнберга определяется взаимодействием с нейтральными хиггсовскими бозонами и на два – три порядка превышает существующий экспериментальный предел.

Все оценки ЭДМ нейтрона, проводившиеся до настоящего времени в модели  $CP$ -нарушения Вайнберга <sup>1-5</sup>, укладывались в довольно узкий интервал  $10^{-24} - 10^{-25}$  электрон·см, близкий к существующему экспериментальному ограничению  $|D_n| < 3,6 \cdot 10^{-25}$  электрон·см <sup>6</sup>. Вкладом от взаимодействия кварков с нейтральными хиггсовскими бозонами при этом пренебрегали, поскольку считалось, что он пропорционален кубу массы легких кварков <sup>7</sup>. В настоящей работе мы покажем, что правильная оценка константы связи нуклона с нейтральным хиггсовским бозоном при малых импульсах приводит к величине ЭДМ, пропорциональной массе нуклона и не исчезающей в киральном пределе.

Лагранжианы взаимодействия скалярного ( $\sigma$ ) и псевдоскалярного ( $H$ ) хиггсовских бозонов с кварком  $q$  имеют вид

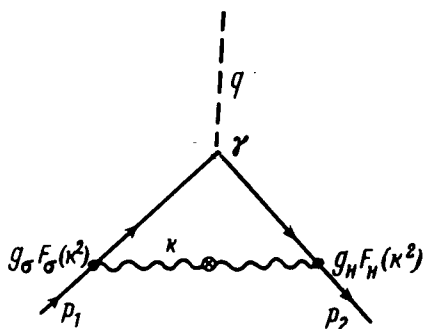
$$\mathcal{L}_\sigma = -\frac{m_q}{v_q} (\bar{q} q) \sigma, \quad \mathcal{L}_H = -\frac{m_q}{v_q} (\bar{q} i \gamma_5 q) H, \quad (1)$$

где  $m_q$  — масса кварка,  $v_q$  — вакуумное среднее, обеспечивающее массу  $m_q$ . Воспользовавшись при вычислении скалярного матричного элемента  $\langle N | m_q \bar{q} q | N \rangle$  результатами работы <sup>8</sup> и пренебрегая малым ( $\sim 10\%$ ) вкладом от "легких" кварков  $u$  и  $d$ , получим для лагранжиана взаимодействия нуклона и  $\sigma$ :

$$\mathcal{L}_{\sigma N} = -\frac{2}{29} m_N \left( \sum_h \frac{1}{v_h} \right) (\bar{\psi}_N \psi_N) \sigma. \quad (2)$$

Суммирование здесь ведется только по тяжелым кваркам,  $m_N$  — масса нуклона. Легко показать, что связь псевдоскалярного бозона с нуклоном определяется формулами, подобными тем, которые <sup>9</sup> определяют связь аксиона с нуклоном:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{HN} &= [ \bar{\psi}_N (g_H^0 + g_H^1 \tau_3) i \gamma_5 \psi_N ] H, \\ g_H^0 &= (-g_A^0) \frac{m_N}{2} \sum_h \frac{1}{v_h}, \\ g_H^1 &= (-g_A^1) \frac{m_N}{m_u + m_d} \left[ \frac{m_d}{v_d} - \frac{m_u}{v_u} - \frac{m_u}{2} \sum_h \frac{1}{v_h} \right]. \end{aligned} \quad (3)$$



Изокалярный и изовекторный аксиальные формфакторы нуклона  $g_A^0$  и  $g_A^1$  мы будем полагать равными ( $g_A^0 \simeq g_A^1 = -1,25$ ). Для оценки величины ЭДМ нуклона рассчитаем простейшую диаграмму рисунка, где вершина взаимодействия  $\gamma$ -кванта с нуклоном в пределе сходим с массовой поверхности равна  $e \gamma_\mu - \mu'_N \sigma_{\mu\nu} q_\nu$  ( $\mu'_N$  — аномальный магнитный момент нуклона). Тогда

$$D_N = \mu_N \int_0^\infty \frac{d^4 k}{i (2\pi)^4} (2kp) \frac{g_\sigma F_\sigma(k^2) g_H F_H(k^2)}{\left[ m_N^2 - \left( k - \frac{p}{2} \right)^2 \right]^2} < \sigma H >_k. \quad (4)$$

Здесь  $g_\sigma$  и  $g_H$  — скалярная и псевдоскалярная константы связи, определяемые выражениями (2) и (3),  $\langle \sigma H \rangle_k$  — пропагатор, отвечающий смешиванию  $\sigma$ - и  $H$ -бозонов,  $p = p_1 + p_2$ ,  $\mu_N = \frac{e}{2m_N} + \mu_N^1$ . Можно ожидать, что скалярный формфактор  $F_\sigma(k^2)$  подавляет вклады лишь от импульсов, не меньших  $\sim 1$  ГэВ. Псевдоскалярная вершина определяется в основном своей изоскалярной частью  $g_H^0$ , исчезающей в киральном пределе. Она возникает из-за треугольной аномалии и ей естественно сопоставить формфактор, определяемый полюсом  $\eta'$ -мезона. Вклад  $\eta$ -мезона исчезает в киральном пределе, но численно оказывается того же порядка, что и вклад  $\eta'$ . Поскольку  $m_{\eta'} \simeq m_N$ , положим для простоты

$$F_H(k^2) \simeq F_\sigma(k^2) \simeq \frac{m_N^2}{k^2 + m_N^2}. \quad (5)$$

Формфактор, связанный с изовекторной частью  $g_H^1$ , определяется  $\pi$ -мезонным полюсом и содержит фактор подавления  $\sim (m_\pi/m_N)^2$ . Пренебрегая поэтому вкладом от  $g_H^1$  и считая, что масса хиггсовских частиц значительно больше  $m_N$ , мы можем вынести пропагатор  $\langle \sigma H \rangle$  из-под интеграла (4) в точке  $k \simeq 0$ . Полагая для простоты все вакуумные средние одинаковыми и равными  $v = (G_F \sqrt{2})^{1/2} = 250$  ГэВ, получим из (2) — (5):

$$D_n = 2,3 \cdot 10^{-3} \mu_n \frac{\langle \sigma H \rangle_0}{v^2} m_N^2, \quad D_p = -D_n \frac{\mu_p}{\mu_n}. \quad (6)$$

Хотя величина  $\langle \sigma H \rangle_0/v^2$  неизвестна экспериментально, нет никаких оснований считать, что она существенно отличается от соответствующей величины  $\text{Im} A(0)$  для заряженных хиггсовских бозонов. (Доказательство того, что  $\langle \sigma H \rangle \neq 0$ , если  $\text{Im} A \neq 0$  см. в <sup>7</sup>). Подставляя в (6) значение  $\text{Im} A(0)$ , определенное в <sup>2</sup> из экспериментов с  $K$ -мезонами, находим:

$$D_n \simeq 10^{-22} \text{ электрон} \cdot \text{см}. \quad (7)$$

Итак, мы убедились, что из-за наличия аксиальной аномалии и аномалии в шпуре тензора энергии-импульса связь нейтральных хиггсовских бозонов с нуклонами велика. Это приводит к тому, что их вклад в ЭДМ нейтрона не исчезает в киральном пределе и намного превосходит вклад от заряженных, а полученное значение ЭДМ превышает на два — три порядка существующее экспериментальное ограничение. В настоящее время есть основания считать <sup>10</sup>, что  $\text{Im} A(0)$  может быть, примерно, на порядок меньше принятого нами значения. Это приведет к пропорциональному уменьшению всех оценок в модели Вайнберга. В принципе нельзя, конечно, исключить, что смешивание нейтральных бозонов существенно меньше, чем смешивание заряженных. Однако, полученное значение  $D_n$  представляется все же серьезным доводом против модели  $CP$ -нарушения Вайнберга.

#### Литература

1. Weinberg S. Phys. Rev. Lett., 1976, 37, 157.
2. Anselm A.A., Dyakonov D.I. Nucl. Phys., 1978, B145, 271.
3. Ансельм А.А., Уральцев Н.Г. ЯФ, 1979, 30, 465.
4. Житницкий А.Р., Хриплович И.Б. ЯФ, 1981, 34, 167.
5. Beall G., Deshpande N.G. Phys. Lett., 1984, 132B, 427.
6. Altarev I.S., Borisov Yu.V. et al. Phys. Lett., 1981, 102B, 13.
7. Deshpande N.G., Ma E. Phys. Rev., 1977, D16, 1583.
8. Shifman M.A., Vainshtein A.I., Zakharov V.I. Phys. Lett., 1978, 76B, 443.

9. *Weinberg S.* Phys. Rev. Lett., 1978, 40, 223; *Donnelly T.W., Freedman S.J. et al.* Phys. Rev., 1978, D18, 1607.

10. *Sanda A.I.* Phys. Rev., 1981, D23, 2647; *Deshpande N.G.* Phys. Rev., 1981, D23, 2654.

Институт ядерной физики  
им. Б.П.Константинова  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
13 июня 1984 г.