

ЭФФЕКТЫ CP -НЕЧЕТНЫХ СУСИ-ФАЗ В СУПЕРСИММЕТРИЧНОЙ ВЕРСИИ СТАНДАРТНОЙ МОДЕЛИ

Иогансен А.А., Уральцев Н.Г.

*Институт ядерной физики им. Б.П.Константинова АН СССР
188350, Гатчина*

Поступила в редакцию 10 апреля 1991 г.

В суперсимметричной версии стандартной модели вычислен вклад в коэффициент при CP -нечетном операторе $O_6 = g_s^2/16\pi^2 G_{\mu\nu}^a G_{\nu\rho}^b G_{\rho\mu}^c f_{abc}$, индуцированный возможной CP -нечетной фазой, связанной с мягким нарушением суперсимметрии. Из ограничения на величину d_n ограничение на величину CP -нарушающей СУСИ-фазы $\theta < 10^{-5} \div 10^{-4}$.

1. В настоящее время положительная экспериментальная информация о природе CP -нарушения ограничена лишь распадами $K^0 \rightarrow 2\pi$, что оставляет принципиально различные возможности для его объяснения.

Независимо от деталей модели в перенормируемой теории эффекты тяжелых частиц могут быть учтены путем интегрирования по соответствующим степеням свободы, что приводит к появлению локальных операторов различной размерности в низкоэнергетическом эффективном действии. В простейших случаях основной эффект приходится на долю операторов минимальной размерности.

Ранее в литературе подробно обсуждались эффекты, связанные со стандартными CP -нечетными операторами размерности 4,5 и 6 (см., например, ¹). Недавно Вайнберг ² обратил внимание на чисто глюонный CP -нечетный оператор

$$O_6 = \frac{g_s^3}{16\pi^2} f^{abc} G_{\mu\nu}^a G_{\nu\rho}^b \tilde{G}_{\rho\mu}^c. \quad (1)$$

В данной статье мы рассмотрим дополнительные вклады в коэффициент C_6 перед оператором O_6 в низкоэнергетическом эффективном действии в суперсимметричной версии стандартной модели с мягким нарушением суперсимметрии (СУСИ).

2. В суперсимметричной модели электрослабых взаимодействий (см., например, ³) одним из дополнительных источников CP -нарушения является возможное наличие CP -нечетных фаз в членах, мягко нарушающих суперсимметрию. Последние включают в себя массы калибрино и добавки к лагранжиану, пропорциональные суперпотенциалу, зависящему от скалярных компонент суперполей. Можно показать, что наличие CP -нечетной фазы в массах калибрино сводится к изменению CP -нечетной фазы в членах, мягко нарушающих СУСИ в секторе скалярных полей. Эти члены имеют следующий вид:

$$\Delta L = m_{3/2} A [h_D^f \tilde{Q}_L^{+i} H_i^{(1)} \tilde{D}_R^f + h_U^f \tilde{Q}_L^{+i} H_i^{(2)} \tilde{U}_R^f] + \text{н.с.} + \mu \tilde{g} \tilde{g}, \quad (2)$$

где \tilde{Q}_L^i , \tilde{D}_R^f , \tilde{U}_R^f - скалярные кварки, \tilde{g} - глюино, $H_i^{(1),(2)}$ - хиггсовские дублеты, f - индекс поколения, $h_{U,D}^f$ - юкавские константы, $m_{3/2}$ - масса гравитино, $\mu = \gamma_3 m_{3/2}$, A и γ_3 - параметры, связанные с нарушением СУСИ.

Выражение (2) индуцирует CP -нечетные вклады в массовую матрицу скалярных кварков. Ниже мы рассматриваем именно их эффект. Вклад в коэффициент перед оператором O_6 определяется двухпетлевыми диаграммами, включающими вершины юкавской связи между глюино, кварком и скалярным кварком. Вычисление удобнее всего проводить в формализме внешнего поля. При этом возникает всего одна диаграмма. В результате вычислений с использованием некоторых технических хитростей получаем следующее выражение

$$\Gamma = \frac{m\mu g_s^2}{16\pi^2} O_6 \frac{\text{Im}M_{LR}^2}{M_2^2 - M_1^2} \left\{ -\frac{2}{3}(m^2 C_V + \mu^2 C_F) \cdot I_{266} + \right. \\ \left. \left\{ +\frac{3}{2}C_V(I_{264} + I_{246}) + \frac{1}{2}C_V(m^2 I_{248} + \mu^2 I_{284}) \right\} \right|_{M^2=M_1^2}^{M^2=M_2^2}, \quad (3)$$

где $C_F = 4/3$ и $C_V = 3$ - операторы Казимира для группы $SU(3)$, $M_{1,2}^2$ - собственные значения массовой матрицы скалярных кварков, M_{LR}^2 - ее недиагональный элемент, и

$$I_{knl}(M^2, \mu^2, m^2) = \int \frac{d^4k d^4p}{\pi^4} (k^2 + \mu^2)^{-n} (p^2 + m^2)^{-l} ((p+k)^2 + M^2)^{-k}, \quad (4)$$

3. Выражение (5) сильно упрощается для относительно легких кварков ($m^2 \ll \mu^2, M^2$), скажем, для b -кварка. При этом главный вклад соответствует испусканию двух глюонов виртуальным кварком и дает

$$\Gamma = \frac{g_s^2}{32\pi^2 m_b \mu^3} O_6 \text{Im}M_{LR}^2 \frac{f(x_2) - f(x_1)}{x_2 - x_1}, \quad (5)$$

где $x_{1,2} = M_{1,2}^2/\mu^2$ и

$$f(x) = C_F \frac{2}{3} \left[\frac{1+x}{2(1-x)^2} + \frac{x}{(1-x)^3} \ln x \right] - C_V \frac{5}{3} \left[\frac{1}{1-x} + \frac{x}{(1-x)^2} \ln x \right]. \quad (6)$$

При $x_1 \rightarrow x_2$ имеем $(f(x_2) - f(x_1))/(x_2 - x_1) \rightarrow f'(x)$; численно при $\mu = M$, $f'(1) = 0,8$.

КХД перенормировка коэффициента перед оператором O_6 подробно обсуждалась уже ^{4,5}. Вклад в этот коэффициент от более тяжелых кварков оказывается подавленным по сравнению с относительно легкими. Поэтому численно мы ограничиваемся вкладом b -кварка, для которого фактор КХД-перенормировки составляет $\sim 0,3$. В этом случае при массе глюино $\mu = 120$ ГэВ, массе скалярного кварка $M = 100$ ГэВ и $|A| = |\gamma_3| \approx 2$ имеем

$$d_n = 2 \cdot 10^{-22} \sin \theta \cdot \text{см}, \quad (7)$$

где $\theta = \arg A/\gamma_3$. В формуле (7) мы использовали метод ^{4,5} оценки вклада в d_n от O_6 .

Ранее ⁶ вклад СУСИ-фаз в d_n оценивался через электрический дипольный момент (ЭДМ) кварков. Однако по причинам, связанным с киральностью, как ЭЛМ легких кварков, так и их хромозлектрический дипольный момент содержит массу легкого кварка, и поэтому дает меньший вклад в ЭДМ нейтрона (несмотря на то, что формально это операторы размерности 5). СУСИ-фазы индуцируют также и θ -член, приводящий, вообще говоря, к большому вкладу в ЭДМ. Поэтому приходится предполагать наличие аксиального механизма в том или ином виде. Однако при явном CP -нарушении

минимизация по θ приводит к эффективному значению $\theta_{eff} \neq 0$, пропорциональному величине явного нарушения CP . В ^{4,5} показано, что ввиду нулевого аксиального заряда оператора O_6 соответствующий "индуцированный" вклад в d_n параметрически подавлен при наличии легких кварков. Однако для вышеупомянутых операторов размерности 5 наличие аксиального механизма может существенно уменьшить результирующее значение d_n .

Используя ограничения на величину ЭДМ нейтрона $d_n < 2 \cdot 10^{-25} e \cdot \text{см}$ находим для типичных значений параметров схем с легкими суперчастицами ограничение на величину CP -нечетной СУСИ-фазы $\theta < 10^{-3} \div 10^{-4}$ при массах суперчастиц $\simeq 100$ ГэВ.

Литература

1. Khatsymovsky V.M., Khriplovich I.B., Yelkhovsky A.S. *Ann. of Phys.* 1988, 186, 1.
 2. Weinberg S. *Phys. Rev. Lett.*, 1980, 63, 2333.
 3. Высоцкий М.И. УФН, 1985, 146, 591.
 4. Bigi I.I., Uraltsev N.G. Preprint UND-HER-90-BIGO2. University of Notre Dame du Lac, March 1990.
 5. Биги И., Уральцев Н.Г. Эффективные глюонные операторы и дипольный момент нейтрона. Материалы XXVI Зимней школы ЛИЯФ. Л., 1991; ЖЭТФ, 1991 (в печати).
 6. Ellis J., Ferrara S., Nanopoulos V. *Phys. Lett.*, 1982, 114B, 231; Buchmuller W., Wyler D. *Phys. Lett.*, 1982, 121B, 321; Franco L., Mangano M. *Phys. Lett.*, 1984, 135B, 445; Polchinski J., Wise M.B. *Phys. Lett.*, 1983, 125B, 393.
-