

БЕЗАКСИОННОЕ РЕШЕНИЕ ПРОБЛЕМЫ CP -СОХРАНЕНИЯ В СИЛЬНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

Н.В.Красников, В.А.Матвеев

Предложена модель, основанная на калибровочной группе $SU(9) \otimes SU(2) \otimes U(1)$, в которой естественно объясняется малость CP -нарушения в сильных взаимодействиях без привлечения гипотезы о существовании аксиона. Показано, что «суперсимметричные модели могут объяснить отсутствие сильного CP -нарушения».

Сложная структура вакуума в квантовой хромодинамике ¹⁻⁴ может привести к нарушению CP -инвариантности в сильных взаимодействиях ⁵. Одними из наиболее популярных в настоящее время моделей, в которых решена проблема сильного CP -сохранения являются модели с аксионом – легкой псевдоскалярной частицей ^{6, 7, 8}. К сожалению, стандартный вариант ^{7, 8} модели с аксионом исключен экспериментальными данными (на уровне 90% достоверности) ⁹. Следует правда отметить, что в последнее время появились модели ¹⁰⁻¹² с очень легким аксионом, практически не взаимодействующим с обычным веществом. Существование такого «невидимого» аксиона не противоречит эксперименту ¹⁾.

В настоящей работе нам хотелось бы предложить модель, в которой аксионы отсутствуют, а решение CP -проблемы достигается путем введения нового гипотетического сильного взаимодействия типа техницетового ¹⁴⁻¹⁵. Мы также указываем на то, что суперсимметричные модели могут объяснить отсутствие сильного CP -нарушения.

Модель основана на калибровочной группе $SU(9) \otimes SU(2) \otimes U(1)$, где $SU(2) \otimes U(1)$ – обычная электрослабая группа Вайнберга – Салама. Группа $SU(9)$ при энергии $\mu \sim 10$ ТэВ нарушается до группы ²⁾

$$SU(9) \xrightarrow{\mu} SU(3) \otimes SU(6),$$

здесь $SU(3)$ – обычная цветовая калибровочная группа сильных взаимодействий, а $SU(6)$ – техницетовая калибровочная группа новых сильных взаимодействий с характерным масштабом $\Lambda_6 \sim 400$ ГэВ. Для того чтобы избавиться в нашей модели от электрослабых γ_5 -аномалий, необходимо утроить число лептонных изодублетов. В предлагаемой модели вместо обычного триплета цветных кварков, скажем $u = (u_1, u_2, u_3)$ вводится цветной $SU(9)$ девятиплет $u' = (u_1, u_2, u_3, X_1, X_2, X_3, X_4, X_5, X_6) = (u, X)$, где $X_i (i = 1..6)$ – техникварки, преобразующиеся по сикстетному представлению группы $SU(6)$. В предлагаемой модели, в отличие от моделей с техницетом ¹³⁻¹⁵ имеется стандартный изодублет $\phi = (\phi_1^0, \phi_1^-)$ хиггсовских полей, однако юкавская связь $(\bar{u}', d')_L \phi u'_R$, приводящая в модели Вайнберга – Салама к появлению массы у u -кварка в предположении ненулевого вакуумного среднего $\langle \phi_1^0 \rangle$, отсутствует. На классическом уровне лагранжиан модели обладает глобальной симметрией $u'_R \rightarrow e^{i\alpha} u'_R$, которая портится инстантонами группы $SU(9)$

$$\sim \partial^\mu J_\mu^R = - \frac{g_9^2}{32\pi^2} F\bar{F},$$

$$J_\mu^R = \bar{u}'_R \gamma_\mu u'_R,$$

$$F\bar{F} = \frac{1}{2} \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} F_{\mu\nu}^a F_{\alpha\beta}^a, \tag{1}$$

¹⁾ Отметим, что «невидимый» аксион ¹⁰⁻¹² «весьма близок к так называемому псевдону», обсуждавшемуся много лет назад в работах М.А.Маркова, Г.В.Домогацкого и других ¹³.

²⁾ Условия слияния $SU(3)$ и $SU(6)$ констант связей a_3 и a_6 при $\mu \sim 10$ ТэВ имеет вид $a_3 (\mu^2/\Lambda_3^2) = a_6 (\mu^2/\Lambda_6^2)$ и выполняется.

$F_{\mu\nu}^a$ – тензор напряженности калибровочной группы $SU(9)$. Наличие глобальной классической симметрии $u'_R \rightarrow e^{i\alpha} u'_R$ приводит к тому, что физика перестает быть зависимой от параметра θ в эффективном Лагранжиане сильных взаимодействий

$$L_{eff} = L_{SU(9)} + \frac{i\theta g^2}{32\pi^2} FF\bar{.}$$

Заметим, что к подобному выводу можно было бы придти и для обычных кварков, однако при отсутствии юкавской связи $(ud)_L \phi e u_R$ в стандартной модели, мы имели бы безмассовый u – кварк, что противоречит феноменологии⁵. Учет нового сильного взаимодействия $SU(6)$ приводит к возникновению массы у u -кварка вследствие предполагаемого наличия кваркового конденсата для техникварков X . Действительно, эффективный четырехфермионный лагранжиан, описывающий взаимодействие между u и X -кварками имеет вид

$$L = \frac{g_9^2}{2M_9^2} \left[\bar{u} \gamma_\mu l_a X \bar{X} \gamma^\mu l_a u - \frac{1}{6} \bar{u} \gamma_\mu u \bar{X} \gamma^\mu X \right], \quad (2)$$

где l_a – полный набор вещественных 3×6 матриц. Используя преобразование Фирца запишем (2) в виде

$$L = - \frac{g_9^2}{2M_9^2} (\bar{X} X \bar{u} u - \bar{X} \gamma_5 X \bar{u} \gamma_5 u + \dots)$$

Конденсация техникварков $\langle \bar{X} X \rangle \neq 0$ приводит к отличной от нуля массе u -кварка

$$m_4 = - \frac{g_9^2}{2M_9^2} \langle \bar{X} X \rangle = - \frac{\langle \bar{X} X \rangle}{2\mu^2}, \quad (3)$$

$$M_9 = g_9 \mu$$

Если характерный масштаб $\Lambda_6 \sim 400$ ГэВ, то¹³⁻¹⁵

$$\langle \bar{X} X \rangle \sim (0,25 \cdot 400 \text{ ГэВ})^3.$$

При выборе параметра μ , характеризующего нарушение группы $SU(9)$ до $SU(3) \otimes SU(6)$ равным ~ 10 ТэВ, мы получим массу u -кварка равной ~ 5 МэВ. Такое значение массы u -кварка дает анализ, основанный на использовании алгебры токов^{16, 5}.

Отметим, что в предлагаемой модели в массу промежуточных бозонов дают вклад эффекты, связанные как с конденсацией техникварков X , так и с ненулевым вакуумным средним $\langle \phi_0 \rangle \neq 0$. Основное назначение расширенной группы $SU(9)$ – сильных взаимодействий – придать массу u -кварку динамическим путем, сохраняя глобальную симметрию $u'_R \rightarrow e^{i\alpha} u'_R$, наличие которой приводит к отсутствию сильного CP -нарушения. Модель предсказывает существование легких псевдоскалярных мезонов, составленных из техникварков (аналогов обычных псевдоскалярных мезонов) с массой $\sim 5 - 100$ ГэВ. Феноменологические свойства этих мезонов близки к свойствам "стандартных" псевдоскалярных технимезонов¹⁵. Отметим, что в работе¹⁷ новые сильные взаимодействия вводились с целью увеличения массы аксиона. В результате спонтанного нарушения симметрии $SU(9) \rightarrow SU(6) \otimes SU(3)$ появляется эффективный параметр перенормировки $\delta\theta \neq 0$, однако вклад в него вносят диаграммы, связанные с обменом тяжелых промежуточных бозонов $SU(9)/SU(3) \otimes SU(6)$ и по порядку величины $\delta\theta \sim (m_4/\mu)^2 \sim 10^{-12}$, что значительно меньше экспериментально допустимого предела^{18,19}.

В заключение нам хотелось бы обратить внимание на то, что суперсимметричные теории²⁰ могут дать естественное объяснение отсутствию сильного CP -нарушения. Действительно,

Лагранжиан $L_{\text{КХД}}^s$, описывающий суперсимметричное обобщение квантовой хромодинамики в калибровке Весса – Зумино после исключения вспомогательных полей имеет вид

$$L_{\text{КХД}}^s = -\frac{1}{4} (G_{\mu\nu}^a)^2 + \frac{i}{2} \bar{G} D_G G + \sum_{k=1}^N \left\{ \bar{q}_k (i\hat{D} - m_k) q_k + |(D_\mu \Lambda_k)|^2 + |(D_\mu R_k)|^2 - \right. \\ \left. - \frac{1}{\sqrt{2}} (\bar{q}_{Lk} G_R \Lambda_k + \bar{q}_{Rk} G_L R_k + \text{э.с.}) - \frac{g^2}{8} (\Lambda_k^\dagger \lambda_a \Lambda_k - R_k^\dagger \lambda_a R_k)^2 \right\}. \quad (4)$$

Здесь майораново поле G является суперпартнером глюонного поля A_μ^a , а скалярные поля (Λ_k, R_k) – суперпартнерами кваркового поля q_k . Нетрудно заметить, что Лагранжиан (4) обладает симметрией Печи – Квинн⁶

$$G \rightarrow \exp(ia\gamma_5)G, \quad \Lambda_k \rightarrow \exp(ia)\Lambda_k, \quad R_k \rightarrow \exp(-ia)R_k. \quad (5)$$

Вследствии наличия симметрии (5) CP -нарушение в суперсимметричной квантовой хромодинамике отсутствует.

Авторы благодарны В.М.Лобашеву, А.Н.Тавхелидзе и С.Ярлског за полезные обсуждения.

Литература

1. *Belavin A.A. et al. Phys. Lett., 1975, 59B, 85.*
2. *G't Hooft. Phys. Rev. Lett., 1976, 37, 8.*
3. *Callan C.G., Dashen R.F., Gross D.J. Phys. Lett., 1976, 63B, 334.*
4. *Jackiw R., Rebbi C. Phys. Rev. Lett., 1976, 37, 172.*
5. В качестве обзора см., например: *Красников Н.В., Матвеев В.А., Тавхелидзе А.Н. ЭЧАЯ, 1981, 12, 100.*
6. *Peccei R.D., Quinn H.R. Phys. Rev. Lett., 1977, 38, 1440.*
7. *Weinberg S. Phys. Rev. Lett., 1978, 40, 223.*
8. *Wilczek F. Phys. Rev. Lett., 1978, 40, 279.*
9. См. например: *Tye S.H. in the Proceedings of the VPI Workshop on Weak interactions as probes of Unification.*
10. *Kim J.E. Phys. Rev. Lett., 1979, 43, 103.*
11. *Dine M., Fischler W., Srednicki M. Phys. Lett., 1981, 104B, 199.*
12. *Wise M.B., Georgi H., Glashow S. Phys. Rev. Lett., 1981, 47, 402.*
13. *Марков М.А. Нейтрино, изд. Наука, 1964; Нгуен Ван Хьюе. ЖЭТФ, 1964, 47, 116. Домогацкий Г.В. 1968, 1968, 8, 759.*
14. *Susskind L. Phys. Rev., 1979, D20, 2619; Weinberg S. Phys. Rev., 1979, D19, 1277.*
15. В качестве обзора идей техницвета см., например: *Sikivie P. An Introduction to technicolour, CERN Preprint TH 2951, 1980.*
16. См., например: *Weinberg S. In a Festschrift for Rabi I.I. Ed. Lloyd Motz N.Y. 1977.*
17. *Dimopoulos S. Phys. Lett., 1979, 84B, 435.*
18. *Baluni V. Phys. Rev., 1979, D19, 2227.*
19. *Crewther R.J. et al. Phys. Lett., 1979, 88B, 123.*
20. См., например: *Witten E. Nucl. Phys., 1981, B188, 513.*