Письма в ЖЭТФ, том 23, вып. 1, стр. 73 – 76 5 января 1976 г.

ДИНАМИЧЕСКОЕ ВОССТАНОВЛЕНИЕ СИММЕТРИИ И ОГРАНИЧЕНИЯ НА МАССЫ И КОНСТАНТЫ СВЯЗИ В МОДЕЛИ ХИГГСА

А.Д.Линде

Показано, что при определенных соотношениях между константами связи радиационные поправки приводят к отсутствию нарушения симметрии в модели Хиггса.

В последнее время интенсивно исследовался вопрос о влиянии радиационных поправок на нарушение симметрии в калибровочных теориях. Первой и наиболее значительной работой в этом направлении явилась работа Колемана и Вайнберга [1]. Однако, в этой работе использовались условия перенормировки, фиксирующие ряд нефизических параметров при различных и притом неравновесных значениях классических полей. Это крайне затрудняло физическую интерпретацию результатов работы [1], приводя к ряду полутерминологических недоразумений. Аналогичное исследование, предпринятое в рамках стандартной перенормировочной процедуры в работе [2], содержало рассмотрение лишь модели скалярного поля $\lambda\phi^4$, а приближение, использованное в работе [3] является недостаточным для изучения динамических эффектов.

В настоящей работе мы используем стандартную перенормировочную процедуру при исследовании нарушения симметрии в модели Хиггса, описывающей взаимодействие векторного поля A_μ и комплексного скалярного поля ψ

$$L = -\frac{1}{4}(\partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu)^2 + (\partial_\mu + igA_\mu)\psi^*(\partial_\mu - igA_\mu)\psi + \mu^2\psi^*\psi - \lambda(\psi^*\psi)^2. \quad (1)$$

После нарушения симметрии поле ψ приобретает C – числовую часть $\phi_c/\sqrt{2}$: $\psi \longrightarrow \frac{1}{\sqrt{2}}(\phi + i\chi + \phi_c)$; здесь χ – нефизическое голдстоуновское поле.

Рассмотрим эффективный потенциал $V(\phi_c)$ [1, 4], соответствующий лагранжиану (1) с нормировочными условиями, налагаемыми в точке минимума $V(\phi_c)$ при $\phi_c = \delta = \mu/\sqrt{\lambda}$

$$\left.\frac{\partial V}{\partial \phi_c}\right|_{\phi_c = \sigma} = 0 \quad , \quad \left.\frac{\partial^2 V}{\partial \phi_c^2}\right|_{\phi_c = \sigma} = 2\mu^2 . \quad (2)$$

Физический смысл условий (2) состоит в фиксации положения минимума $V(\phi_c)$ при $\phi_c = \sigma \neq 0$ и его кривизны в этой точке такими, как это получается из (1) в классическом приближении.

Рассмотрим для простоты случай $\lambda \ll g^2$. Тогда вкладом скалярных частиц в выражение для $V(\phi_c)$ можно пренебречь, и стандартные вычисления [1, 4, 5] приводят к эффективному потенциалу.

$$V(\phi_c) = \frac{\lambda \phi_c^4}{4} - \frac{\mu^2 \phi_c^2}{2} + \frac{3 g^4}{64 \pi^2} \left(\phi_c^4 \ln \frac{\phi_c^2}{\sigma^2} - \frac{3}{2} \phi_c^4 + \right.$$

$$\left. + 2 \sigma^2 \phi_c^2 \right) + V(0). \qquad (3)$$

Как следует из [1, 5], высшие порядки теории возмущений могут существенно модифицировать выражение (3) лишь в области асимптотически больших $\phi_c \sim \sigma \exp\left(\frac{1}{g^2}\right)$. Нас же будет сейчас интересовать область $\phi_c \lesssim \sigma$. В этом случае из (3) следует, что при $\lambda < 3 g^4/16\pi^2$ потенциал $V(\phi_c)$ приобретает новый минимум при $\phi_c = 0$. Нетрудно убедиться, что такой же эффективный потенциал получается в схеме [1] если параметры μ^2 и λ, определяемые условиями (2) связаны с соответствующими параметрами работы [1] при помощи уравнения ренормгруппы [1, 4]. В этом смысле наши результаты эквивалентны результатам Колемана и Вайнберга. При этом изучение безмассовой $\left(\left. \frac{\partial^2 V}{\partial \phi_c^2} \right|_{\phi_c = 0} = 0 \right)$ и массивной $\left(\left. \frac{\partial^2 V}{\partial \phi_c^2} \right|_{\phi_c = 0} > 0 \right)$ электродинамики в терминологии Колемана и Вайнберга сводится к изучению обычной модели Хиггса при соответственно $\lambda = 3g^4/16\pi^2$ и $\lambda < 3g^4/16\pi^2$, а минимум при $\phi_c \neq 0$, который в схеме [1] появлялся динамически, в нашем подходе является обыкновенным "классическим" минимумом, приводящим к спонтанному нарушению симметрии.

Использование стандартной перенормировочной процедуры не только делает очевидным физический смысл результатов работы [1], но и позволяет получить новую физическую информацию. А именно, из (3) следует, что при $\lambda < 3 g^4 / 32 \pi^2$ минимум при $\phi_c = 0$ оказывается глубже, чем минимум при $\phi_c = \sigma$. Таким образом нарушение симметрии в модели Хиггса происходит лишь при

$$\lambda > \frac{3g^4}{32 \pi^2} \qquad (4)$$

или, на языке масс скалярного и векторного полей, при

$$m_\phi^2 > \frac{3 g^2}{16 \pi^2} m_A^2 \; . \qquad (5)$$

Учтем, что константа λ, определяемая условиями (2), имеет смысл параметра μ^2/σ^2, но не равна константе связи λ_{int} скалярного поля ϕ на массовой оболочке. В древесном приближении $\lambda = \lambda_{int}$, но в однопетлевом приближении при $m_\phi \ll m_A$ (т.е. при $\lambda \ll g^2$)

$$\lambda_{int} = \frac{1}{6} \left. \frac{\partial^4 V}{\partial \phi_c^4} \right|_{\phi_c = \sigma}$$ и из (3) следует, что $\lambda_{int} = \lambda + \frac{g^4}{2\pi^2}$.

В то же время $g^2_{int} = g^2 + 0(g^4) \approx g^2$.

Заметим, что константа λ положительна "по определению": $\lambda \equiv \mu^2/\sigma^2$. Таким образом потенциал $V(\phi_c)$ может иметь минимум при $\phi_c = \sigma \neq 0$ лишь если

$$\lambda_{int} > \frac{g^4_{int}}{2\pi^2}, \qquad (6)$$

причем этот минимум, согласно (4), устойчив (т.е. глубже минимума при $\phi_c = 0$) при

$$\lambda_{int} > \frac{19}{32\pi^2} g^4_{int}. \qquad (7)$$

Для численной оценки возьмем $g^2/4\pi \sim 10^{-2}$ и $m_A \sim 10^2$ *Гэв*, как в модели Вайнберга [6]. Тогда из (6), (7) следует, что

$$\lambda_{int} > 10^{-3},$$

а из (5) следует, что

$$m_\phi > 5 \text{ Гэв}.$$

Если же мы рассматриваем теорию сильных взаимодействий ($g \gtrsim 1$, $m_A \sim 1$ *Гэв*), то соответственно получим $\lambda > 10^{-1}$, $m_\phi > 100$ *Мэв*.

Отметим, что в теориях с $V(\sigma) \sim V(0)$ фазовый переход первого рода с восстановлением симметрии [7] будет иметь место при весьма малой температуре T_c ($T_c \to 0$ при $V(\sigma) \to V(0)$, т.е. в нашем случае при $\lambda_{int} \to \frac{19}{32\pi^2} g^4_{int}$). Это делает нереалистичными модели с $V(\sigma) \sim V(0)$, см., например, [8]. Отсутствие фазового перехода в звездах делает возможным усилить ограничения (4) – (7). Результаты настоящей работы тривиально обобщаются также и на неабелевы теории. Заметим, что ограничения, которые получаются таким образом на константу λ_{int} и массу хиггсовского мезона m_ϕ гораздо сильнее имеющихся экспериментальных ограничений.

В заключение автор благодарит Д.А.Киржница, И.А.Баталина, Б.Л.Воронова и И.В.Тютина за интерес к работе и обсуждение полученных результатов.

Физический институт им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
20 ноября 1975 г.

Литература

[1] S.Coleman, E.Weinberg. Phys. Rev., Д7, 1888, 1973.

[2] И.А.Баталин, И.В.Тютин, ЯФ, 20, 569, 1974.

[3] B.L.Ioffe, V.A.Novikov, M.A.Shifman. Phys. Lett., 53B, 467, 1974; Б.Л.Иоффе, В.А.Новиков, М.А.Шифман, ЯФ, 22, 401, 1975.

[4] I.Illiopoulos, C.Itzykson, A.Martin. Rev.Mod.Phys., 47, 165, 1975.

[5] A.D.Linde, P.N.Lebedev. Phys.Inst. Preprint, № 123, 1975.

[6] S.Weinberg. Phys. Rev. Lett., 19, 1264, 1967.,

[7] D.A.Kirzhnits, A.D.Linde.P.N.Lebedev. Phys. Inst. preprint № 101, 1974.

[8] D.A.Ross, M.Veltman. Nucl. Phys., B95, 135, 1975.