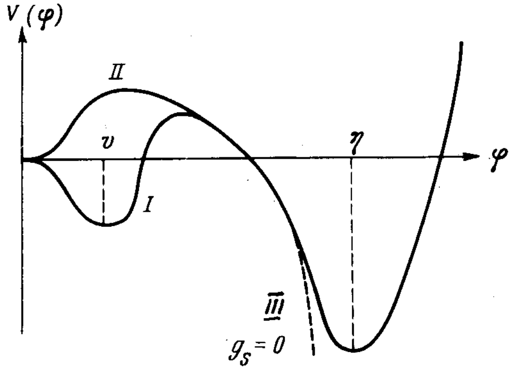
Письма в ЖЭТФ, том 29, вып. 10, стр. 645 – 648 20 мая 1979 г.

СИЛЬНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ КВАРКОВ КАК МЕХАНИЗМ СПОНТАННОГО НАРУШЕНИЯ СИММЕТРИИ В СЛАБОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ

А.А.Ансельм

Предложен новый механизм спонтанного нарушения симметрии, связанный с отрицательным вкладом кварковых петель в энергию вакуума и сильным взаимодействием кварков, уменьшающим этот эффект.

Любая калибровочная теория слабого взаимодействия (для определенности далее рассматривается стандартная $SU_2 \times U_1$ модель с одним дублетом хиггсовских полей) должна включать спонтанное нарушение симметрии за счет появления отличного от нуля среднего значения скалярного поля ϕ. В настоящей статье мы опишем новый механизм спонтанного нарушения, который состоит в следующем. Наличие в теории фермионов приводит к понижению энергии вакуума с ростом скалярного поля (см. ниже формулу (1) для эффективного потенциала $V(\phi)$).



Если сделать константу взаимодействия фермионов со скалярным полем достаточно большой по сравнению с калибровочной константой, то при больших полях теория станет нестабильной (кривая III для $V(\phi)$ на рисунке). Для лептонов это приводит к ограничению на соответствующую юкавскую константу связи, т. е. на массу лептона. Для кварков критическую роль играет сильное взаимодействие. При очень больших полях, несмотря на асимптотическую свободу, взаимодействие кварков с глюонами становится существенным, в результате чего фермионный вклад в $V(\phi)$ вымирает (см. ниже формулу (4)). Вклад в потенциал от взаимодействия скалярного поля с векторными бозонами положителен, и кривая для $V(\phi)$ идет наверх. Таким образом, глюоны "вырывают яму", глубина которой и удаление от точки $\phi = 0$ тем больше, чем меньше величина цветовой константы g_s. Очевидно, что при достаточно малом g_s новый минимум является истинным положением равновесия системы (если не допускать метастабильности). Очевидно также, что описанное явление возможно при обоих знаках квадрата исходной массы хиггсовского бозона (кривые I и II на рисунке). Мы покажем ниже, что такой "глюонный" механизм спонтанного нарушения позволяет, при некоторых условиях, вычислить массу наиболее тяжелого кварка (она оказывается ~ 60 ГэВ) и массу хиггсовского бозона (~ 7 ГэВ).

Выпишем выражение для эффективного потенциала $V(\phi)$ в однопетлевом приближении, учитывая петли W- и Z-бозонов и наиболее тяжелого фермиона, имеющегося в теории [1]

$$V(\phi) = \frac{1}{2} m^2\phi^2 + \frac{1}{4}\lambda\phi^4 + \frac{3}{2^9\pi^2}(g_W^4 - \frac{64}{3}h^4)\phi^4 \ln\frac{\phi}{\mu} \tag{1}$$

Здесь $g_W^4 = 2g^4 + (g^2 + g'^2)^2$, g, g' – обычные константы теории Вайнберга – Салама, h – юкавская константа, μ – произвольная точка нормировки, переопределение которой ведет к изменению константы λ. Мы не включили в (1) членов $\lambda^2\phi^4\ln\phi$, что законно при $\lambda << g_W^2, h^2$. Наиболее естественной величиной для λ представляется $\lambda \sim g_W^4$, h^4, так как на величину такого порядка λ меняется при изменении нормировочной точки. Если коэффициент при последнем члене в (1) отрицателен, мы имеем проваливание $V(\phi)$ при $\phi \to \infty$. Таким образом, если рассматриваемый фермион является лептоном, то:

$$h^4 < (3/64)\, g_W^4, \qquad M_l < \left[\frac{3}{4}(2M_W^4 + M_Z^4)\right]^{1/4}. \tag{2}$$

При угле Вайнберга $\sin^2\theta_W = 0{,}23$, $M_l < 100$ ГэВ. Для случая кварков мы должны включить в (1) взаимодействие с глюонами. В силу асимптотической свободы мы примем, что $g_s^2 << 1$, но $g_s^2 \ln{\phi/\mu} \sim 1$, так как нам существенно поведение потенциала при больших полях. Величину $V(\phi)$ можно получить, либо непосредственно рассматривая фермионную петлю во внешнем поле ϕ, заменяя константу h на эффективную константу $\bar{h}(k)$ (выражение для $\bar{h}(k)$ см., например, в [2]:

$$\bar{h}(k) = \frac{h}{\left[1 + b\frac{g_s^2}{8\pi^2}\ln\frac{k}{\mu}\right]^{4/b}} \qquad b = 11 - \frac{2}{3}n_q\,, \tag{3}$$

либо используя метод ренормгруппы по полю ϕ [1, 3]. В (3) n_q есть полное число кварков. В результате получается следующее выражение для $V(\phi)$:

$$V(\phi) = \frac{1}{2}m^2\phi^2 + \frac{1}{4}\lambda\phi^4 + \frac{3}{2^9\pi^2}g_W^4\phi^4\ln\frac{\phi}{\mu} + 3h^4\phi^4\frac{1}{a\,g_s^2}\times$$

$$\times\left[\left(1 + b\frac{g_s^2}{8\pi^2}\ln\frac{\phi}{\mu}\right)^{-a/b} - 1\right], \qquad a = 16 - b. \tag{4}$$

При $g_s \to 0$ (4) переходит в (1) с множителем 3 перед h^4, соответствующим трем цветам кварка. Уравнение на минимум $V(\phi)$ есть:

$$\frac{m^2}{\mu^2} e^{-2(x-1)\frac{8\pi^2}{g_s^2}\frac{1}{b}} + \lambda + \frac{3g_W^4}{16 b g_s^2}(x-1) + \frac{12h^4}{a g_s^2}(x^{-a/b} - 1) = 0, \tag{5}$$

$$x = 1 + b\frac{g_s^2}{8\pi^2} \ln\frac{\eta}{\mu}, \quad \eta = \langle \phi \rangle .$$

Первый член в (5) может быть опущен, если существует решение с $x > 1$ и m^2 не слишком велико (подробнее см. в конце статьи). В оставшемся уравнении можно пренебречь λ, если $\lambda g_s^2 \ll g_W^4, h^4$. Как уже упоминалось, нам кажется естественной величина $\lambda \sim g_W^4, h^4$, когда условие $\lambda g_s^2 \ll g_W^4, h^4$ заведомо выполняется. Поэтому мы опустим λ в (5). Тогда легко видеть, что (5) имеет решение при $x > 1$, если $h^4 > 1/64\, g_W^4$, т. е. при противоположном по сравнению с (2) неравенстве (с учетом цветового множителя). Мы предположим, что исходная константа h, нормированная при поле $\phi = \mu$, удовлетворяет требуемому условию. Константа h не определяет, однако, непосредственно массу кварка M_q. Последняя определяется через константу $h_q = \bar{h}(\eta)$, где $\bar{h}(\eta)$ связана с h формулой (3), в которой надо заменить $k \to \eta$. Уравнение (5), переписанное через h_q, есть:

$$\frac{a(x-1)}{x(x^a - 1)} = \frac{64 h_q^4}{g_W^4}, \quad a = \frac{a}{b} = \frac{16}{b} - 1. \tag{6}$$

Легко видеть, что при $x > 1$ $h_q^4 < 1/64\, g_W^4$, т. е. h_q удовлетворяет противоположному неравенству по сравнению с h. Отсюда ясно, что масса кварка $M_q = h_q \eta$ ограничена сверху аналогично (2):

$$M_q < \left[\frac{1}{4}(2M_W^4 + M_Z^4)\right]^{1/4} = 76 \text{ ГэВ}. \tag{7}$$

Уравнение (6) содержит, однако, бóльшую информацию. Именно, оно позволяет вычислить массу наиболее тяжелого кварка, если независимо известна величина x. Последняя определена формулой (5), в которой $\eta = (G_F\sqrt{2})^{-1/2} = 259$ ГэВ, а за точку μ может быть взята любая удобная масса, например, масса c-кварка. (При этом имеется неоднозначность $\sim g_s^2$, возникшая от пренебрежения λ в уравнении (5)). Тогда для массы кварка имеем

$$M_q = \left[\frac{1}{4}(2M_W^4 + M_Z^4)\right]^{1/4} \left[\frac{a(x-1)}{x(x^a - 1)}\right]^{1/4}, \quad a = \frac{15 + 2n_q}{33 - 2n_q},$$

$$x = 1 + b\,\frac{g_s^2(m_c)}{8\pi^2}\ln\left[\frac{1}{G_F m_c^2\sqrt{2}}\right], \qquad b = 11 - \frac{2}{3}n_q\,. \tag{8}$$

Взяв $\frac{g_s^2}{4\pi} \approx 0{,}2$, находим для $n_q = 6,\ 8,\ 10$: $M_q = 61;\ 59{,}5;\ 58$ ГэВ, соответственно. Как видно, в зависимости от числа кварков M_q меняется очень слабо.

Выражение (4) для потенциала позволяет найти также массу хиггсовского бозона $m_H^2 = (d^2V/d\phi^2)_{\phi=\eta}$. Несложное вычисление дает:

$$m_H^2 = \frac{3}{32\pi^2}\left[2g^2M_W^2 + (g^2 + g'^2)M_Z^2\right] - \frac{3}{\pi^2\sqrt{2}}G_F M_q^4\,. \tag{9}$$

Первое слагаемое совпадает со значением Коулмена – Вайнберга [1], найденном ими при условии $m = 0$. Из (9) и полученных значений M_q следует, что для $n_q = 6,\ 8,\ 10$: $m_H = 7{,}1;\ 7{,}3;\ 7{,}5$ ГэВ, соответственно. Для осуществления описанного режима мы требовали, чтобы $h = \bar{h}(\mu) > \frac{g_W}{2\sqrt{2}}$ не конкретизируя μ. Очевидно, что этого всегда можно добиться, если взять достаточно малое μ. При этом, однако, может оказаться, что первым членом в уравнении (5) пренебречь нельзя, так как μ^2 оказывается слишком малым по сравнению с m^2. Истинное условие "глюонного механизма" нарушения симметрии состоит в том, что при $\mu = |m|$, $\bar{h}(m) > \frac{g_W}{2\sqrt{2}}$. Если это условие не выполнено, мы имеем обычную ситуацию, в которой единственный минимум $V(\phi)$ есть $v = \sqrt{-m^2/\lambda}$ (при $m^2 < 0$).

Я благодарен В.Н.Грибову и Д.И.Дьяконову за полезное обсуждение результатов.

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

Поступила в редакцию
11 апреля 1979 г.

Литература

[1] S.Coleman, E.Weinberg. Phys. Rev., 7, 1888, 1973.
[2] А.А.Ансельм, Д.И.Дьяконов. ЖЭТФ, 71, 1268, 1976.
[3] А.А.Ансельм, Д.И.Дьяконов. ЖЭТФ, 68, 1614, 1975.