Письма в ЖЭТФ, том 34, вып. 8, стр. 474 – 477 *20 октября 1981 г.*

КАЛИБРОВОЧНЫЕ ИЕРАРХИИ В МОДЕЛИ СОСТАВНЫХ КВАРКОВ И ЛЕПТОНОВ

Дж.Л.Чкареули

Иерархия массовых шкал в моделях великого объединения (МВО) находит естественную реализацию в модели преонов. Первая шкала отвечает размерам составных частиц, вторая возникает из первой в результате гравитационного перехода преонов с несохранением преонного числа.

Все известные МВО[1)] включают два основных набора скалярных мультиплетов Хиггса. Поля ϕ^{α}_{β} регулярного представления "великой" группы $G(n)$ развивают большие вакуумные ожидания $V \sim 0(10^{15})$ ГэВ и приводят к ее развалу без понижения ранга n

$$G(n) \to G_1(n) \equiv SU(3)_c \oplus SU(2) \oplus U(1) \oplus G(n-4)_g, \qquad (1)$$

где $G(n-4)_g$ – некая семейная или горизонтальная группа. Поля H ($H_{\alpha\beta}$, $H^{\delta}_{\alpha\beta\gamma}$, ...) преобразуются по различным комплексным представлениям G, развивают, по предположению, малые ожидания (от $v_f \sim 0(10^2)$ ГэВ для сектора слабых взаимодействий до $v_g \gtrsim 0(10^5)$ ГэВ для массовой шкалы меняющих ароматы горизонтальных бозонов) и приводят к дальнейшему брекингу G, но уже с редукцией ранга n

$$G_1(n) \to G_2(3) \equiv SU(3)_c \oplus U(1)_{EM}. \qquad (2)$$

В стандартном подходе поля ϕ и H никак не отличаются друг от друга. Они взаимодействуют между собой (затравочно и (или) за счет обменов калибровочными полями) и должны были бы развивать одинаковые по порядку вакуумные ожидания $v \sim V$, чего можно избежать только в результате неестественной подгонки параметров в соответствующем полиноме Хиггса [1]. Глубокое различие между ними возникает, однако, в составной модели кварков, лептонов и скаляров Хиггса [2, 3].

Для определенности мы рассмотрим модель преонов [3], наиболее близкую по духу к $SU(5)$: пять спиноров фундаментального представления $SU(5)$ – $\mathcal{P}_i$, $i = 1, ..., 5$ (хромоны $\mathcal{P}_c$, $c = 1, 2, 3$ и флавоны $\mathcal{P}_f$, $f = 1, 2$) – плюс некоторое число "семейных" преонов $\mathcal{P}_g$, $g = 1,...$ (генероны с электрическими зарядами $Q_g = 0$; в $SU(8)$ $g = 1, 2, 3$). Между преонами действуют силы метацвета, аналогичные обычному цвету,

---

1) Мы имеем в виду далее как МВО с одним кварк-лептонным поколением, так и, главным образом, модели с тремя поколениями и локальной симметрией $SU(n \geqslant 8)$. Необходимые ссылки и детали можно найти в обзорах [1, 2].

но на расстояниях R_{MC}, 10^{-14} ГэВ$^{-1}$ $\gtrsim R_{MC} \gtrsim R_P$ ($R_P = 10^{-19}$ ГэВ$^{-1}$) и с киральной группой симметрии $G_{MC} = SO(3)_L \oplus SO(3)_R$, так чтобы преоны оставались безмассовыми. В этой модели скалярные поля ϕ и H являются уже составными и различаются преонным числом N ($\tilde{\mathcal{P}}$ – антипреон):

$$\phi^{\alpha}_{\beta} \sim (\tilde{\mathcal{P}}^{\alpha} \mathcal{P}_{\beta}), \; N = 0; \; H_{\alpha\beta} \sim (\mathcal{P}_{\alpha} \mathcal{P}_{\beta}), \; H^{\delta\ldots}_{\alpha\beta\gamma\ldots} \sim (\tilde{\mathcal{P}}^{\delta} \mathcal{P}_{\alpha} \mathcal{P}_{\beta} \mathcal{P}_{\gamma}), \quad N \geq 2, \tag{3}$$

где $\alpha, \beta, \gamma = (i, g) = 1, \ldots, 5, \ldots, n + 1$. Помимо них кварки, лептоны, а возможно **и** калибровочные поля также являются составными (см. ниже).

Поля ϕ "организуют" основной конденсат системы (в $SU(5) \oplus G(n-4)_g$-компонентах)

$$< \phi >_0 \sim < \tilde{\mathcal{P}} \mathcal{P} >_0 = (1,1)_0 + (24,1)_0 \sim V. \tag{4}$$

Мы предполагаем, что поля H, в отличие от полей ϕ, не конденсируются из-за ненулевого преонного числа аналогично тому как в КХД не конденсируются дибарионы $< BB >_0 = 0$. Однако, также как для барионов, для преонов (а значит для полей H) может иметь место гравитационная аннигиляция [4, 5] в процессах с виртуальными "мини" черными дырами (с планковской массой $M \sim 1/R_P$)

$$\mathcal{P}\mathcal{P} + D_{M,J,Z} \to D_{M',J',Z'} \to D_{M,J,Z} + \tilde{\mathcal{P}}\mathcal{P}, \tag{5}$$

где M – масса дыры, J – полный момент, а Z – набор всех калибровочных (точных или спонтанно нарушенных на расстояниях $R > R_P$) зарядов. Процессы (5) эффективно приводят к переходу полей $H_{\alpha\beta} \to \mathrm{Sp}\phi^2$ и, следовательно, к конденсации тех компонент (α, β) мультиплета H, которые не обладают калибровочными зарядами на планковских расстояниях. Таким образом, мы приходим к идее составных (на расстояниях $R > R_P$) калибровочных полей для слабых и горизонтальных взаимодействий. Если предположить, что все калибровочные поля – составные, то в результате перехода (5) возникнут вакуумные ожидания и у $SU(3)_c \oplus U(1)_{EM}$-несинглетных компонент мультиплетов полей и мы будем иметь аналогичное несохранение цвета и электрического заряда. Если же, с другой стороны, все калибровочные поля – элементарные, переход (5) вообще не будет иметь места (ибо все калибровочные заряды ($\mathcal{P}\mathcal{P}$)- и ($\tilde{\mathcal{P}}\mathcal{P}$)-систем никогда не совпадут) и вакуумные ожидания у полей H не возникнут.

Оценим теперь величину $v \equiv < H >_0 \sim < \mathcal{P}\mathcal{P} >_0$. Мы примем, что вероятность W аннигиляции (5) определяется "размерами" черной дыры [4], а правильная степень отношения R_P/R_{MC} в W следует из метасинглетного эффективного 4-преонного лагранжиана, приводящего к $\Delta N = 2$ для киральных преонов $\mathcal{P}_{L,R}$ (с минимальной размерностью константы связи)

$$\mathcal{L} \sim \frac{1}{M^3} (\mathcal{P} C \mathcal{P})(\bar{\mathcal{P}} i \gamma_\mu \partial_\mu \mathcal{P}) + h.c., \qquad C = i\gamma_2\gamma_0. \tag{6}$$

Эта связь приведет в полиноме Хиггса в "составном" кварк-лептонном лагранжиане к членам с $\Delta N = 2$, линейным по $SU(3)_c \oplus U(1)_{EM}$-синглетным компонентам (a, b, c, d,...) полей H:

$$P(H, \phi) = P_0 + \eta H_{ab} + \xi H^d_{abc} + \ldots, \qquad (7)$$

где в согласии с лагранжианом (6) мы должны положить $\eta \sim \xi \sim \left(\frac{R_P}{R_{MC}}\right)^3 \frac{1}{R^3_{MC}}$, полагая размеры связанных состояний $\sim R_{MC}$, P_0 – традиционный симметричный полином полей ϕ и H [1], развивающий большие ($V \sim 1/R_{MC}$) вакуумные ожидания для полей ϕ, но не конденсирующий (при подходящем выборе знаков констант перекрестных (ϕH)-членов) поля H. Тогда для полей H из (7) следует

$$v \approx (R_P/R_{MC})^3 V \approx 10^{-12} V, \qquad (8)$$

если $R_{MC} \approx 10^{-15}$ ГэВ$^{-1}$, что очень хорошо для шкалы масс слабых взаимодействий v_f, но недопустимо мало для шкалы масс "недиагональных" горизонтальных бозонов v_g. Гравитационный механизм (5) не различает "некалиброванные" ароматические ($f = 2$) и горизонтальные ($g = 1, 2, 3,\ldots$) компоненты полей H, индуцируя их одинаковую конденсацию. Однако, как нам кажется, возможность более высокой шкалы v_g по сравнению с v_f все-таки существует. Действительно, в полиноме (7) линейные по полям члены обладают симметрией $SU(5)$, если индексы a, b,..., принимают только" "горизонтальные" значения g, и симметрией $SU(4)$, если хотя бы один из индексов принимает значение $f = 2$. Поскольку эти члены явно нарушают ренормируемость (они G-неинвариантны), то на расстояниях $R > R_{MC}$ к ним появятся большие степенные по $1/R_{MC}$ поправки, так что эффективные значения констант η, ξ,..., существенно уменьшатся. При этом поправки к членам, содержащим поля H с (fg)-компонентами будут большие (из-за более низкой симметрии) и приведут, как можно было бы надеяться, в конечном счете к нужному различию v_f и v_g при соответствующем выборе R_{MC}. Как можно видеть из того же полинома (7) поля H, несмотря на малые вакуумные ожидания, получают большие ($\mu_H \sim V$) массы вследствие взаимодействия с полями Φ, так что в электрослабом секторе не остается ни одного легкого скаляра.

Таким образом, мы нашли натуральную реализацию иерархии вакуумных ожиданий $v \lll V$ в МВО. Она отвечает приближенному сохранению преонного числа N в составной модели кварков, лептонов, скаляров Хиггса и массивных калибровочных полей и с необходимостью ведет к сильным взаимодействиям в слабых процессах кварков и лептонов при энергиях выше энергии унитарного предела, $E > G_F^{-1/2}$. При низких энергиях этот эффект проявляется лишь логарифмической зависимостью от μ^2_H [6] и потому мал. В нашем случае для массы $\mu_H \sim 10^{15}$ГэВ мы должны были бы иметь уменьшение полного сечения $\sigma_{\nu_\mu e}$ по сравнению со стандартным примерно на 6%. С другой стороны, если в результате сильного взаимодействия между слабыми бозонами возникает связанный скаляр Вейнберга – Салама с массой $\sim 0(1)$ ТэВ, то уменьшения $\sigma_{\nu_\mu e}$ практически не произойдет и до достижения энергии унитарного предела мы остаемся в полном неведении.

Автор выражает благодарность О.В.Канчели за ценные критические замечания.

Институт физики
Академии наук Грузинской ССР

Поступила в редакцию
4 августа 1981 г.

Литература

[1] *Матинян С.Г.* УФН, **130**, 1980, 3.

[2] *Abdus Salam.* Trieste preprint, 1C/79/142, 1979.

[3] *Чкареули Дж.Л.* Письма в ЖЭТФ, **32**, 1980, 684.

[4] *Зельдович Я.Б.* ЖЭТФ, **72**, 1977, 18.

[5] *Hawking S.W., Page D.N., Pope C.N.* Phys. Lett., **86B**, 1979, 175.

[6] *Veltman. M.* SLAC Report No.239, 1981.