Краткие сообщения по физике № 2-1986 г.

УДК 530.145

ГЕНЕРАЦИЯ ЭЛЕКТРОСЛАБОГО МАСШТАБА МАСС В ТВО С ХИМИЧЕСКИМ ПОТЕНЦИАЛОМ

О.К. Калашников, У. Перес Рохас*

Предложен новый механизм генерации масс W-бозонов в ТВО, не связанный с проблемой иерархии. На древесном уровне теории эти массы пропорциональны химическому потенциалу, введенному в ТВО для конденсации "нейтрального" заряда.

Проблема иерархии масс в ТВО является одной из центральных и пока еще не решенных задач физики элементарных частиц. Одновременное введение в теорию нескольких, существенно различных, масштабов масс является неестественной процедурой для стандартного механизма Хиггса и достигается в существующих моделях ТВО только за счет так называемой "сверхтонкой подстройки" супертяжелых масс. Хотя "сверхтонкая подстройка" масс не исключает конструктивное построение моделей ТВО /1/, тем не менее она,безусловно, дискредитирует статус теории с эстетической точки зрения. В моделях будущего поколения эту трудность необходимо ликвидировать.

Ниже представлен новый механизм возможного решения проблемы иерархии в обобщенных моделях ТВО с бозе-конденсацией "нейтрального" заряда. Химический потенциал, необходимый для бозе-конденсации, является в таких ТВО новым параметром, которому на древесном уровне пропорционален электрослабый масштаб (порядка 10^2 ГэВ). Для ТВО этого типа не существует проблемы "сверхтонкой подстройки" и ограничения, связанные с выбором нового масштаба, могут быть только космологического плана.

Производящий функционал обобщенной ТВО имеет стандартный вид /2/

$$Z = \int D[\ldots]\exp\left[\int_0^\beta (p\dot{q} - H + \sum_{i=1}^{m} \mu_i Q^i)\, d^4x\right] \qquad (1)$$

и определяется, наряду с гамильтоновой функцией H, еще набором m взаимодействующих и сохраняющихся зарядов. В (1) $\beta = 1/T$, где T – температура и предполагается, что среди m зарядов могут быть заряды как бозонного, так и небозонного типа. Максимальное число сохраняющихся и взаимокоммутирующих бозонных зарядов равно рангу n калибровочной группы G и введение в теорию любого из них ведет (прямо или косвенно) к разрушению исходной калибровочной симметрии.

Эффективный лагранжиан ТВО получается из (1) после интегрирования по каноническим импульсам

$$\mathcal{L}_{ef} = \mathcal{L}(\widetilde{\nabla}) + \sum_{i=1}^{k} \mu_i Q^i, \qquad (2)$$

где k небозонных зарядов в (2) выделены аддитивно, а исходный $\mathcal{L}(\nabla)$ лагранжиан должен быть выписан в терминах видоизмененных ковариантных производных. Переопределение ковариантных производных

$$\nabla_\mu^{ab} = \partial_\mu \delta^{ab} - ig\,(\Gamma_i V_\mu^i)_a^b$$

осуществляется единым образом

$$\widetilde{\nabla}_\mu^{ab} = [\partial_\mu \delta^{ab} + \mu_i (\Gamma_i u_\mu)_a^b] - ig\,(\Gamma_i V_\mu^i)_a^b \qquad (3)$$

и связано только с бозонными зарядами. В (3) u_μ – обычный вектор среды, а матрицы Γ_i определяют мультиплетное содержание полей теории.

* Институт математики, кибернетики и вычислений АН Кубы, Гавана.

Квадрирование производных (3) в соответствии с лагранжианом (2) приводит к переопределению спектра масс всех полей ТВО. Особого внимания требует анализ спектра калибровочных полей, так как часть этих полей является безмассовыми при всех T или в какой-то области температур. Эти безмассовые поля, по всей видимости, не должны затрагиваться введением μ, или необходимы добавочные условия, гарантирующие положительную определенность их спектра. Квантование массивных калибровочных полей – стандартное, однако калибровочное условие зависит от μ. Например, обычная α-калибровка теперь имеет более сложный вид:

$$(1/2\alpha)\,([\partial_\mu \delta^{ab} + \mu^i (F_i u_\mu)^a_b]\, V^b_\mu)^2 . \tag{4}$$

Аналогично переопределяется детерминант фиктивных частиц. В (4) $(F_d)^b_a = if^{adb}$.

Преимущество обобщенных моделей ТВО (1) связано со скалярным сектором теории, так как дополнительная массовая матрица

$$M^d_a = -\,(\mu_i \Gamma_i)^b_a (\mu_J \Gamma_J)^d_b, \tag{5}$$

возникающая при квадрировании (3), существенно расширяет возможности механизма Хиггса. Матрица (5) приводит к неинвариантному относительно группы G спектру масс тахионного типа, который может взять на себя некоторые функции затравочного спектра скалярных мультиплетов. Например, в ряде работ обсуждается эффект дополнительного сдвига критической температуры восстановления симметрии /3/ или различного типа бозе-конденсация в неабелевых теориях /4/. Можно показать, что дополнительная массовая матрица (5) является также полезной при решении проблемы иерархии в ТВО. С ее помощью можно разрешить условие "сверхтонкой подстройки" масс, определив массы W-бозонов через химический потенциал теории.

Рассмотрим в качестве примера модель SU(5) /5/ с двумя скалярными мультиплетами. Для ТВО прежнего типа, когда в (1) $\mu_i \equiv 0$, генерация электрослабого масштаба ζ (где $\zeta \sim 10^2$ ГэВ) осуществляется по стандартной схеме

$$\zeta^2 = k^2\,(m^2 - c^2 M^2), \tag{6}$$

где c^2 и k^2 – численные коэффициенты, а m^2 и M^2 – супертяжелые (порядка 10^{14} ГэВ) массы фундаментального и присоединенного мультиплета скалярных полей соответственно. Важно, что соотношение (6), полученное на древесном уровне, нужно каждый раз по мере учета радиационных поправок подгонять (подстраивать) все более и более точно. Теперь предлагается определить модель одним масштабом масс (например, M^2), фиксировав массу другого мультиплета, равную c^2M^2 (без последующей подстройки). Обобщенная модель строится согласно (1), где сохраняющийся бозонный заряд выбран (для данного случая) в виде диагональной матрицы

$$\mu_i \Gamma_i = (-2/3,\ -2/3, -2/3, +1, +1). \tag{7}$$

Выбор матрицы (7) может быть и другим, однако важно, чтобы ряд скалярных полеи присоединенного мультиплета (участвующих в интерференции с полями фундаментального мультиплета, приводящей к (6)) с ней коммутировал. В этом случае в (6) изменится только m^2 (заменится на $m^2 - b^2\mu^2$) и условие "сверхтонкой подстройки" эффективно разрешается

$$\zeta^2 = k^2 b^2 \mu_c^2. \tag{8}$$

Коэффициенты в (8) необходимо вычислять для каждой модели независимо; μ_c – химический потенциал после точки фазового перехода (не зависящий от T). Например, для рассматриваемого варианта модели SU(5) все W-бозоны получают массу стандартным образом

$$\mathcal{L} = (g^2 \zeta^2/2)\,(W^+_i W^-_i + Z^2_i/2\cos^2\Theta_W), \tag{9}$$

однако температурная эволюция параметра спонтанного нарушения симметрии ζ в (9) определяется величиной μ_c^2, а не массами скалярных мультиплетов:

$$\zeta^2 = (\mu_c^2 - z^2 T^2)/\lambda^2 . \tag{10}$$

Здесь коэффициент z^2 учитывает вклад радиационных поправок, которые в конечном итоге приводят к восстановлению разрушенной симметрии. Температура фазового перехода T_c определяется путем сравнения (10) с известной асимптотикой $\mu(T)$ в области высоких температур, которая приводит к следующему уравнению: $\mu_c = a^2 \rho / T_c^2$, где ρ – плотность бозонного заряда, которая фиксируется извне и является для масс W-бозонов подгоночным параметром. В этом смысле можно считать, что величина массы W-бозонов не случайна, а определяется эволюцией горячей Вселенной с заданным ρ.

Изучение обобщенных моделей ТВО открывает ряд новых перспективных возможностей. Они определяются только одним масштабом масс, свободны от "неестественного условия" иерархии и одновременно связывают параметры низкоэнергетической физики элементарных частиц с космологическими характеристиками Вселенной. Такая схема построения ТВО является интересной и заслуживает дальнейшего исследования, особенно в связи с суперсимметричными теориями.

Авторы благодарны Е.С. Фрадкину и А.Д. Линде за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бурова М.В., Калашников О.К. ЯФ, 39, 771 (1984).
2. Фрадкин Е.С. Труды ФИАН, 29, 7 (1965).
3. Linde A.D. Rep. Prog. Phys., 42, 389 (1979); Haber H.E., Weldon H.A. Phys. Rev., D25, 502 (1982).
4. Linde A.D. Phys. Lett., 86B, 39 (1979); Скалозуб В.В. ЯФ, 35, 782 (1982); 37, 474 (1983); Gonzalez A. Fortschr. Phys., 33, 233 (1985); Perez Rojas H. Preprint IMACC № 1, Habana, 1985.
5. Georgi H., Glashow S.L. Phys. Rev. Lett., 32, 438 (1974).

Поступила в редакцию 3 декабря 1985 г.