

К НАБЛЮДЕНИЮ ДРОБНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЗАРЯДОВ КВАРКОВОГО ТИПА

О.В.Канчели, Дж.Л.Чкареули

Показано, что расширение зарядового спектра кварков и лептонов ведет к моделям великого объединения (МВО), которые в электрослабом секторе содержат второй нейтральный бозон с массой $\lesssim 90$ ГэВ, что может уже сейчас представлять экспериментальный интерес. Обсуждается возможный опыт по измерению масс новых тяжелых кварков и лептонов.

В опытах [1] возможно были обнаружены нецелые электрические заряды $Q \approx \pm 1/3$ (в единицах заряда электрона).

Если результаты этих опытов подтвердятся, то это потребует (в предположении строгого конфайнмента) расширения зарядового спектра кварков и лептонов. Для объяснения опытов [1] достаточно было бы предположить существование новых лептонов $L(1^c)$ с электрическими зарядами $\pm 1/3 \pm n$ и (или) кварков $r(3^c)$ с зарядами n ; $n = 0, 1, 2, \dots$. В результате, помимо лептонов L , также и адроны ($SU(3)^c$ -синглеты, 1^c)- $\bar{q}r$ (мезоны), qqq , qrr (барионы) — обладали бы электрическими зарядами $\pm 1/3, \pm 2/3, \dots$ (q — обычные кварки). Очевидно, нужно принять что эти частицы достаточно тяжелы ($m \gg 1$ ГэВ). Самые легкие из них должны быть стабильны. Они могли бы образоваться в раннюю космологическую эпоху, дожить до наших дней и, попадая в вещество, проявляться в опытах типа [1].

Хотя введение новых кварков r и лептонов L не представляет труда в рамках обычной $SU(3)^c \otimes SU(2) \otimes U(1)$, возникает вопрос — каковы МВО, в которых они содержатся наряду с уже открытыми кварками и лептонами?

Ниже мы рассмотрим только МВО с промежуточной $SU(5)$ -систематикой для трех известных поколений кварков и лептонов [2]. В общем случае группы $SU(n) \supset SU(5) \otimes SU(n-5) \otimes U(1)$ электрические заряды в фундаментальном представлении $(n = (5, 1) + (1, n-5))$ имеют вид:

$$(Q_c, Q_c, Q_c, Q_{l_1}, Q_{l_2}; Q_{f_1}, \dots, Q_{f_{n-5}}), \quad \sum_i^n Q_i = 0,$$

где заряды Q_c, Q_{l_1}, Q_{l_2} отвечают представлению $5 = (3^c, 1) + (1^c, 2)$ группы $SU(5) \supset SU(3)^c \otimes SU(2) \otimes U(1)$, а заряды $Q_{f_1}, \dots, Q_{f_{n-5}}$ — семейной симметрии. Эти "семейные" заряды и могут в высших представлениях, содержащих кварки и лептоны, привести для некоторой их части (r и L) к "аномальному" распределению электрических зарядов. Из условия, чтобы все три семейства $(u, d; \nu_e, e), (c, s; \nu_\mu, \mu)$ и $(t?, b; \nu_\tau, \tau)$ имели наблюдаемую на опыте $(\bar{5} + 10)$ -структуру $SU(5)$ [2] следует

$$3Q_c + Q_{l_1} + Q_{l_2} = 0, \quad Q_{f_i} = 0 \quad (i = 1, 2, 3), \quad \sum_{k=1}^{n-8} Q_{f_3+k} = 0.$$

Отсюда получаем, что искомые МВО должны обладать симметрией $SU(n)$ с $n \geq 10$ с "суперзарядной" симметрией $SU(n-8)$, сдвигающей заряды r и L со стандартных значений.

Детальный анализ минимальной теории с локальной $SU(10)$ -симметрией и спонтанным брейкингом, приводящим к нужному [1] дискретному зарядовому составу r и L , будет представлен нами в другом месте. Здесь мы хотели бы обсудить электрослабый сектор уже нарушенной МВО с оставшейся симметрией $SU(2) \otimes U(1) \otimes U(1)'$ в общем случае $SU(n)$. Обычные кварки и лептоны — синглеты по $U(1)'$. Кварки r и лептоны L , получившие в результате брейкинга большие массы ($m \approx M, M$ — масса гранд-объединения $SU(n)$), обладают дополнительным квантовым числом — "суперзарядом", связанным с $U(1)'$ (равным $\pm 1/3$ в $SU(10)$ -модели). Дальнейшее нарушение $SU(2) \otimes U(1) \otimes U(1)'$ к $U(1)_{EM}$ связано с наличием двух скалярных дублетов Хиггса, — скаляра Вейнберга — Салама $\phi, \langle \phi \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ \lambda \end{pmatrix}$, и нового скаляра χ (несинглета по $U(1)'$), $\langle \chi \rangle = \begin{pmatrix} \eta \\ 0 \end{pmatrix}$, — следующих из разных скалярных мультимплетов $SU(n)$. Окончательно для электрического заряда и поля фотона имеем $(c_{1,2} \equiv \cos \theta_{1,2}, s_{1,2} \equiv \sin \theta_{1,2}) : e = g_1 c_1$ и

$$A_\mu = (c_1, s_1 c_2, s_1 s_2) \begin{pmatrix} B_\mu \\ W_{3\mu} \\ V_\mu \end{pmatrix}, \quad c_1 = \left[1 + \left(\frac{g_1}{g_2} \right)^2 + \left(\frac{g_1}{g_3} \right)^2 \right]^{-1/2},$$

$$c_2 = \left[1 + \left(\frac{g_2}{g_3} \right)^2 \right]^{-1/2},$$

где константы и поля (g_1, B_μ) , $(g_2, W_{3\mu})$ и (g_3, V_μ) связаны с $U(1)$, $SU(2)$ и $U(1)'$, соответственно. Заряженные W^\pm и нейтральные Z_1 - и Z_2 -бозоны приобретают массы. Оценим эти массы, привлекая существующие данные по нейтральным токам в нейтрино-адронных процессах [3]. Эффективный 4-фермионный лагранжиан записывается в нашем случае

$$\mathcal{L}_{NC} = 2\sqrt{2} G_F (1 + \Delta) \bar{\nu}_\mu \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \nu \left[I_{3\mu} - \frac{1}{2} Q_q J_\mu s_1^2 (1 + c^2) \right]_q,$$

где $I_{3\mu}$ — ток третьей компоненты слабого изоспина, а J_μ — электромагнитный ток кварка q с зарядом Q_q ($q = u_L, d_L, u_R, d_R$), $\Delta \equiv \eta^2 / \lambda^2$. Константы g_1, g_2, g_3 могут быть найдены стандартной процедурой из уравнений ренормгруппы в $SU(n)$ -теории, если известны α_s и α_{EM} при низких энергиях. В $SU(10)$ -модели с $\alpha_s(10 \text{ ГэВ}) \approx 0,16$ они равны ($\alpha_i \equiv g_i^2 / 4\pi$)

$$\alpha_1 \approx 0,01, \alpha_2 \approx 0,04, \alpha_3 \approx 0,105, s_1^2 \approx 0,25, c^2 \approx 0,72.$$

Сравнивая теперь \mathcal{L}_{NC} с модельно-независимым анализом данных [3], получаем $\Delta \lesssim 0,1$, и отсюда для масс слабых бозонов (в ГэВ)

$$m_W \approx 88, 95 \lesssim m_{Z_1} \lesssim 98, m_{Z_2} \lesssim 87.$$

Таким образом, опыт по поиску второго нейтрального бозона с массой $\lesssim 90$ ГэВ и полной шириной $\Gamma_{Z_2} \approx s_2^2 \frac{m_{Z_1}}{m_{Z_2}} \Gamma_{Z_1} \lesssim 600$ МэВ ($\Gamma_{Z_1} \approx 2,4$ ГэВ) является критичным для всей схемы.

Рассмотрим теперь космологический аспект существования тяжелых ($m \approx 10^{14} \div 1^5$ ГэВ) r, L . Стандартная космология [4] дает для этих частиц недопустимо высокую концентрацию $f \equiv \frac{n}{mG^{1/2}} \approx 10^{-18} m$ (ГэВ).

Концентрация r, L может оказаться приемлемой ($f_{\text{ЭКС}} \lesssim 10^{-30}$ [4]), если режим расширения Вселенной и температурный ход $T(t)$ отличаются от стандартного на ранних этапах, близких к планковским временам. Итак, во-первых нужно условие на кривизну $\max R_{\mu\nu\lambda}^\sigma(t) \sim l^{-2} \ll m^2$ — из-за этого происходит подавление (типа $f \sim (m^2 G)^{3/4} e^{-2ml}$) рождения $\bar{r}r$ (LL) переменным гравитационным полем. Во-вторых, нужно чтобы $\max T(t) = T_0 \ll m$, так чтобы $f \sim e^{-m/T_0}$ было достаточно мало ($f \approx f_{\text{ЭКС}}, \frac{m}{T_0} \approx 70, T_0 \approx 10^{12} \div 1^3$ ГэВ). И, наконец, нужны "начальные"

условия с $f(t_{in}) \lesssim f_{\text{ЭКС}}$. Ни одно из существующих космологических наблюдений не противоречит этим "минимальным", но необходимым изменениям стандартной картины.

В заключение предложение к экспериментаторам. Тяжелые адроны ($\bar{q}r, qqr$), попадая в вещество, вероятно прикрепляются к атомным ядрам (с энергией связи $\approx 1 \div 10$ МэВ) и в такой форме продолжают жить в веществе. Соответствующие тяжелые атомы закреплены в узлах ре-

шетки с энергией связи $\epsilon \approx 1$ эВ. Тяжелые же лептоны могут находиться на глубоких боровских орбитах (для L^-), либо в междуузлиях решетки (для L^+) также с энергией $\epsilon \approx 1$ эВ. Поэтому ускорения тела величины $a \gtrsim \epsilon (sm)^{-1}$, где s — атомные размеры, будут перебрасывать тяжелый $r(L^-)$ -атом (либо сам лептон L^+) между узлами и в результате выталкивать его из образца вещества. Для масс $m > 10^{12}$ ГэВ значения $a (M/\text{сек}^2) \approx 10^{18} [m (\text{ГэВ})]^{-1}$ — порядка существующих лабораторных ускорений. Поэтому процедура "встряхивания", использующая быстрые колебания или центрифугирование образца, содержащего тяжелые заряды (например, шарик из опытов [1]) могла бы оказаться подходящей для измерения масс r - и L -частиц, если они находятся в подходящем коридоре масс.

Авторы признательны З.Г.Бережаниани, и С.Г.Матиняну за полезные обсуждения.

Институт физики
Академии наук Грузинской ССР

Поступила в редакцию
19 мая 1981 г.

Литература

- [1] C.S. La Rue, W.M. Fairbank, J.D. Phillips. Phys. Rev. Lett., 38, 1011, 1977; 42, 142, 1979.
 - [2] С.Г.Матинян. УФН, 130, 3, 1980.
 - [3] C. Baltay. Proc. of the 19-th Intern. Conf. on High En. Physics, Tokyo, 1978.
 - [4] А.Д. Долгов, Я.Б. Зельдович. УФН, 130, 559, 1980.
-