

ДОЛГОЖИВУЩИЙ t -КВАРК

О.К.Калашников

Показано, что долгоживущий t -кварк с $T_t \gtrsim 10^{-10}$ с не противоречит ТБО и пригоден для объяснения экспериментов в ШАЛ. Ожидаемая масса t -кварка около 40 ГэВ.

Экспериментальное открытие t -кварка является важной задачей физики элементарных частиц. Работа p анти- p коллайдера в ЦЕРН^е создала необходимые условия для этих исследований и предварительная обработка экспериментальных данных уже началась¹. Например, проведенные в¹ оценки указывают на существование t -кварка с массой около 40 ГэВ. Для теории большого объединения (ТБО) открытие t -кварка необходимый шаг, который позволит завершить формулировки ее исходных принципов. В частности, обнаружение короткоживущего t -кварка с $T_t \lesssim 10^{-16}$ с и зарядом $2/3$ подтвердит правильность гипотезы "поколений" и корректности механизма CP -нарушение Kobayashi – Maskawa² для стандартных схем ТБО. Но возникнут и трудности. Так, уже давно в космических лучах³ наблюдаются долгоживущие (с $T_x \gtrsim 10^{-10}$ с) и массивные частицы (с $M_x \gtrsim 20$ ГэВ), которые интерпретируются как адроны. Долгоживущий t -кварк мог бы естественным образом объяснить это явление, но в таком случае стандартная схема ТБО должна меняться.

В то же время существуют схемы ТБО, где t -кварк является долгоживущим⁴, но с зарядом $1/3$ ^{4,5}. Такой заряд t -кварка характерен для схем ТБО, где гипотеза „поколений" имеет ограниченный смысл и не ведет к дублированию мультиплетов частиц, определяющих низкоэнергетические свойства теории. Здесь t -кварк является тяжелым аналогом b -кварка, обобщая механизм GIM⁶ предложенный для u -, s -кварков. Для схемы⁴ эта „двойственность" распространена также на лептонный сектор, что ведет к предсказанию еще ряда новых тяжелых лептонов. Легчайший из них θ -лептон („двойник" τ -лептона) должен иметь массу порядка $20 \div 40$ ГэВ. Сегодня, наряду со стандартной теорией (например $SU(5)$ -теорией⁷) схема ТБО с долгоживущим t -кварком⁴ не кажется парадоксальной, а в свете экспериментов в космических лучах и ШАЛ, она является даже предпочтительной. Более того дополненная требованием асимптотической свободы⁸ такая $SU(5)$ -теория обладает ма-

лым количеством „подгоночных” параметров, что существенно повышает ее предсказательную силу. В частности, ненаблюдаемость экзотических распадов τ -лептона, непосредственно связывается для $SU(5)$ -схемы ⁴ с существованием долгоживущего t -кварка нужного для объяснения экспериментов в ШАЛ. Фиксируется также эффект несохранения четности в атомной физике для тяжелых атомов, который для обсуждаемых $SU(5)$ -схем ТБО должен быть на уровне предсказаний модели Вайнберга – Салама.

Асимптотически свободная $SU(5)$ -теория была предложена в 1976 году в работах Е.С.Фрадкина и автора. Открытие τ -лептона (который фактически предсказывался этой теорией) уточнило ряд ее параметров, однако до последнего времени значительный произвол в их выборе все же имел место. В частности, была недостаточно исследована физика b -кварка и оставалась неопределенность в параметрах, определяющих спектроскопию новых лептонов и кварков. Теперь однако можно сделать ряд уточнений. Анализ экспериментов, проведенный в последнее время, указывает, что основной распад b -кварка происходит с участием не u -, а s -кварка. В $SU(5)$ -схеме ⁴ необходимый ток возникает за счет (b, s) -интерференции

$$j_\mu = \text{tg}(\widehat{b, s}) \bar{b} \gamma_\mu O c \quad (1)$$

и его амплитуда порядка $1/4$. Но существенно другое. Оказывается, что для обсуждаемой $SU(5)$ -теории этого утверждения достаточно, чтобы установить физику t -кварка практически однозначным образом. Теперь основной распад t -кварка в схеме ⁴ фиксируется током с участием u -кварка

$$j_\mu = \text{tg}(\widehat{t, d}) \bar{u} \gamma_\mu O t \quad (2)$$

и важно, что величина угла (t, d) -смешивания в (2) весьма мала. Угол (t, d) -смешивания, после выбора (1), не произволен, а определяется принятой мультиплетной структурой теории, при которой углы смешивания лептонов и кварков коррелированы. В частности, если сохранить структуру $\psi_R(\psi^L)$ и $\vartheta_R(\vartheta^L)$ – мультиплетов обычной, а η и ζ – мультиплеты в ⁴ выбрать так, чтобы удовлетворить (1) и (2)

$$\eta = \begin{pmatrix} t_i^c \\ \tau \\ N_\tau \end{pmatrix}; \quad \zeta = \begin{pmatrix} b_i \\ \theta \\ N_\theta \end{pmatrix}, \quad (3)$$

то углы (t_L, d_L) - и (e_R, τ_R) -смешивания оказываются однозначно связаны

$$\text{tg}(\widehat{e_R, \tau_R}) = \left(\frac{q_1 \rho}{\sqrt{2}} \right) \frac{1}{m_\tau}; \quad (4)$$

$$\text{tg}(\widehat{t_L, d_L}) = \left(\frac{q_1 \rho}{\sqrt{2}} \right) \frac{1}{m_t}.$$

Выражения (4), с учетом того что угол (e_R, τ_R) -смешивания (фиксирующий экзотические распады τ -лептона) известен ($\text{tg}(\widehat{e_R, \tau_R}) \lesssim 4 \cdot 10^{-2}$ ⁹); позволяют оценить угол (t_L, d_L) -интерференции

$$\text{tg}(\widehat{t_L, d_L}) \approx \frac{m_\tau}{m_t} \text{tg}(\widehat{e_R, \tau_R}) \lesssim 2,2 \cdot 10^{-3}, \quad (5)$$

считая массу t -кварка порядка 40 ГэВ в согласии со сделанным в ⁴ выбором параметров $SU(5)$ -теории. Малый угол (t_L, d_L) -смешивания ведет к двум основным следствиям; t -кварк

является долгоживущим, а эффекты несохранения четности в тяжелых атомах должны наблюдаться на уровне предсказаний модели Вайнберга – Салама.

В стандартных теориях ТБО t -кварк живет около 10^{-16} с. За счет эффективного перемешивания (в частности с b -кварком из-за механизма CP -нарушения Kobayashi – Маскавы²⁾ t -кварк не может быть долгоживущим, имея массу около 40 ГэВ. В схеме⁴⁾, с учетом (5), время жизни t -кварка увеличивается

$$T_t \approx (10^3)^2 (T_t)_{\text{stand}} \approx 10^{-10} \text{ с} \quad (6)$$

и, в принципе, может возрасти до 10^{-8} с, если экзотические распады τ -лептона на уровне 10^{-2} % не будут обнаружены. Для теоретической интерпретации экспериментов в ШАЛ такой долгоживущий t -кварк весьма актуален, так как естественным образом мог бы объяснить рождение новых адронов в $N+N$ столкновениях и $\pi+p$ -реакциях при $E_L \gtrsim 1$ ГэВ в атмосфере на высотах $5 \div 20$ км. Время жизни таких адронов экспериментально оценивается на уровне $10^{-8} \div 10^{-10}$ с при их массе порядка $20 \div 40$ ГэВ¹⁰⁾.

Выбор тока, определяющего основной слабый распад b -кварка, в форме (1) устраняет неопределенность схемы⁴⁾ в предсказании величины эффекта несохранения четности в тяжелых атомах. Пока такой ток для b -кварка не был фиксирован существовало ряд возможностей¹¹⁾, в частности таких, когда предсказания $SU(5)$ -схемы могли существенно отличаться от предсказаний модели Вайнберга – Салама. Суть дела состояла в том, что величина „слабого” заряда Q_W , определяющего угол вращения плоскости поляризации, зависит в нестандартных ТБО не только от $\sin^2 \theta_W$, но еще от двух C_L и s_R параметров

$$Q_W = [(A - 2Z) \left(-\frac{1+c_L^2}{2} + 2\sin^2 Q_W \right) - 3A \left(-\frac{1+c_L^2}{2} + \frac{2}{3} \sin^2 \theta_W \right)] (1 - s_R^2) \quad (7)$$

выбор которых надлежащим образом, может изменить предсказание рассматриваемой теории. Однако фиксируя (1) мы вынуждены выбрать параметры $s_L^2 = \sin^2(\widehat{d}_L, t_L)$ и $s_R^2 = \sin^2(\widehat{e}_R, t_R)$ малыми (порядка 10^{-4} и меньше). В модели Вайнберга – Салама эти параметры равны нулю строго, но ясно, согласно⁷⁾, что их выбор на уровне 10^{-4} не изменит предсказание рассматриваемой $SU(5)$ -схемы по сравнению со стандартной моделью. Хотя эксперимент пока еще однозначно не высказался в этом вопросе в пользу модели Вайнберга – Салама, но в последнее время такая тенденция становится очевидной.

Согласие рассматриваемой $SU(5)$ -схемы ТБО с экспериментами а ШАЛ впечатляющее, однако этот факт полным обоснованием такой теории быть не может. Нельзя забывать о существовании стандартных $SU(5)$ -схем, где предсказывается t -кварк вероятно той же массы, но с совершенно иными свойствами. Именно его открытие актуально для ТБО, хотя существование долгоживущих адронов, обнаруженных в ШАЛ, для стандартных ТБО не является ординарной возможностью и, в этом смысле, трудности неизбежны. Успех гипотезы „локолений” (если t -кварк с зарядом $2/3$ будет открыт) безусловно станет важным завоеванием ТБО, но стандартная $SU(5)$ -теория так же как и схема⁴⁾ должны реконструироваться. Долгоживущие кварки с $T \sim 10^{-10}$ с и массой порядка $40 \div 60$ ГэВ являются по-видимому необходимым элементом будущей теории.

В заключение автор пользуется случаем поблагодарить Е.С.Фрадкина и Ю.Н.Вавилова за полезные дискуссии.

Литература

- 1 Barger V., Martin A.D., Phillips R.J. Preprint DTP/83/4 (Durham V.); RL-83-025 (Rutherford V.)
- 2 Kobayashi M., Moshawa T. Prog. Theor. Phys., 1973, 49, 1285.
- 3 Демьянов А.И., Мурзин В.С., Сарычева Л.И. Ядерно-каскадный процесс в плотном веществе. М.: Наука, 1977; Bazhutov Yu.N. et al. 17 ICRC, Paris, 1981, 7, 59; Изв. АН СССР, сер. физ., 1982, 12; Aglamazov V.A. et al. 17 ICRC, Paris, 1981, 7, 63.

4. *Franklin E.S., Kalashnikov O.K.* Phys. Lett., 1976, **64B**, 177; *Kalashnikov O.K.* Preprint № 166, Lebedev Phys. Inst., 1980.
5. *Georgi H., Glashow S.L.* Nucl. Phys. 1980, **B167**, 173.
6. *Glashow S., Iliopoulos J., Maiani L.* Phys. Rev., 1970, **D2**, 1285.
7. *Georgi H., Glashow S.L.* Phys. Rev. Lett., 1974, **32**, 438; *Buras A.J., Ellis J., Gaillard M.K., Nanopoulos D.V.* Nucl. Phys., 1978, **135B**, 66.
8. *Gross D.J., Wilczek F.* Phys. Rev. Lett., 1973, **30**, 1343; *Politzer H.D.* Phys. Rev. Lett., 1973, **30**, 1346.
9. *Kalashnikov O.K.* Preprint № 109, Lebedev Phys. Inst., 1981.
10. *Калашников О.К.*, Письма в ЖЭТФ, 1981, **34**, 226.
11. *Bescharov S.P., Varibol Yu.N.* 18 ICRC, Bangalore, 1983.

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

Поступила в редакцию
2 июня 1983 г.
