

## НУЖНЫ ЛИ ДОПОЛНИТЕЛЬНЫЕ ТЯЖЕЛЫЕ КВАРКИ ДЛЯ ОБЪЯСНЕНИЯ НАБЛЮДАЕМОГО ПОВЕДЕНИЯ $R(s)$ ?.

*В.А.Кузьмин, А.Н.Тавхелидзе, К.Г.Четыркин*

Полученные в работе [1] правила сумм при конечных энергиях для  $R(s) = \sigma(e^- e^+ \rightarrow \text{адроны}) / \sigma(e^- e^+ \rightarrow \mu^- \mu^+)$  сравниваются с экспериментом. Найдено, что четырехкварковая модель удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными (с учетом тяжелого лептона). Показано, что пятикварковая модель (с  $Q_5 = -1/3$ ) наилучшим образом описывает результаты экспериментов.

Вполне может быть, что сильные взаимодействия кварков описываются асимптотически свободной калибровочной теорией поля (АСКТП) с цветовой  $SU(3)$ -группой в качестве калибровочной. Однако, ввиду отсутствия ясного понимания механизма "удержания" кварков внутри адронов, АСКТП не могут непосредственно применяться для расчетов физических процессов на массовой оболочке даже при больших энергиях [2]. Например, для процесса  $e^- e^+ \rightarrow \text{адроны}$  известна только неявная информация, именно, асимптотическое поведение величины [3 - 5]:

$$T(s) = \int_{4m_{\pi}^2}^{\infty} \frac{R(s') ds'}{(s + s')^2} \underset{s \rightarrow \infty}{\sim} \frac{a}{s} + \frac{b}{s \ln(s/\Lambda^2)} + o\left(\frac{1}{s \ln s}\right), \quad (1)$$

где  $a = 3 \sum Q_i^2$ ;  $b = 12n/(33 - 2n)$ ;  $Q_i$  - заряд  $i$ -кварка;  $n$  - число валентных кварков. <sup>1</sup>

Проблема экспериментальной проверки ур. (1) (а тем самым и получение информации о фундаментальных величинах  $n$ ,  $Q_i$ ) упирается с одной стороны, в знание  $R(s)$  только на конечном интервале  $s$  (если мы проверяем непосредственно ур. (1), как это делается в [6]) и в неустойчивость операции аналитического продолжения с другой (если для получения асимптотики  $R(s)$  воспользоваться аналитическим продолжением асимптотики  $T(s)$ ).

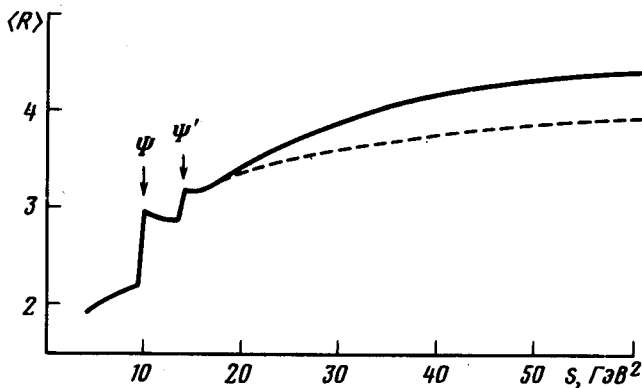
Однако, в работе [1] было доказано, что наличие у  $T(s)$  ведущей асимптотики вида  $a/s$  эквивалентно справедливости следующего правила сумм при конечных энергиях (ПСКЭ)

$$\langle R \rangle (s) \underset{s \rightarrow \infty}{=} a + o(1), \quad \langle R \rangle (s) \equiv s^{-1} \int_{\frac{4\pi^2}{m^2}}^s R(s') ds'. \quad (2)$$

При дополнительном предположении, что разность  $R(s) - a$  начиная с некоторого  $s$  не меняет знака, можно найти и следующий член в асимптотическом разложении величины  $\langle R \rangle (s)$

$$\langle R \rangle (s) \underset{s \rightarrow \infty}{=} a + b/\ln(s/\Lambda^2) + o(\ln^{-1}(s)). \quad (3)$$

Отметим, что ПСКЭ (3) эквивалентно (при вышесказанном дополнительном предположении) ур. (1) и, тем самым не завися от каких-либо конкретных динамических предположений о механизме удержания кварков представляет собой просто удобную для сравнения с экспериментом формулировку уравнения (1).



$\overline{\langle R_{\text{эксп}}^h \rangle (s)}$  - график функции  $\langle R_{\text{эксп}} \rangle (s)$ ; - - - - - график функции  $\langle R_{\text{эксп}}^h \rangle (s)$

Для сравнения ПСКЭ (3) с экспериментальными данными на рисунке мы приводим график величины  $\langle R_{\text{эксп}}^h \rangle$ , при построении которого из экспериментального значения  $R(s)$  [7, 8] был вычтен вклад обусловлен-

ный существованием тяжелого заряженного лептона  $L$  [9] с массой  $m_L = 2 \text{ Гэв}/c^2$

$$R_L(s) = B_L \left( 1 + \frac{2m_L^2}{s} \right) \sqrt{1 - \frac{4m_L^2}{s}}$$

где мы взяли  $B_L = 0,8$  [10]. Если предположить, что в области  $s \geq 50 \text{ Гэв}^2$  поправочные члены в ПСКЭ (3) пренебрежимо малы (в пользу чего говорит факт выполаживания кривой  $\langle R_{\text{эксп}}^h \rangle(s)$  при  $s \geq 40 \text{ Гэв}^2$ , а также относительная малость уже членов вида  $\ln^{-1}(s)$  ( $\leq 0,3$  см ниже)), то из рисунка следует ограничение на сумму квадратов зарядов кварков

$$a \leq \langle R_{\text{эксп}}^h \rangle (s \approx 60 \text{ Гэв}^2) \approx 4,0. \quad (4)$$

Очевидно, что отбрасывание  $o(\ln^{-1}(s))$  членов в (3) при  $s = 50 \div 60 \text{ Гэв}^2$  означает пренебрежение массами кварков в этой области, что допустимо только в том случае, если новые тяжелые кварки не существенно тяжелее  $c$ -кварка (либо, наоборот, имеют очень большую массу, причем в последнем случае они не входят в сумму по  $i$ ). Неравенству (4) удовлетворяют три модели: А — (стандартная)  $n = 4$ ,  $Q_4 = 2/3$ ; Б —  $n = 5$ ,  $Q_4 = 2/3$ ,  $Q_5 = -1/3$ ; В —  $n = 6$ ,  $Q_4 = 2/3$ ,  $Q_5 = Q_6 = -1/3$ . Подгоняя значение  $\langle R_{\text{эксп}}^h \rangle$  (60) формулой (3) с учетом ограничений на  $\Lambda$   $0,21 \leq \Lambda \leq 0,7 \text{ Гэв}$ , полученных на основании анализа экспериментальных данных по неупругому  $e$ - $p$ -рассеянию и адронным ширинам частиц [2, 11], мы находим для рассматриваемых моделей

$$\langle R_A \rangle (60) = 3,7; \quad \langle R_B \rangle (60) = 4,0; \quad \langle R_V \rangle = 4,3;$$

$$\Lambda_A = 0,7 \text{ Гэв}; \quad \Lambda_B = 0,5 \text{ Гэв}; \quad \Lambda_V = 0,2 \text{ Гэв}.$$

Поскольку цитированная систематическая ошибка в экспериментальных данных по  $R(s)$  составляет  $\sim 10\%$  на всем интервале изменения  $s$  мы находим, что все три модели удовлетворительно описывают экспериментальные данные, причем наилучшее согласие наблюдается для пятикварковой модели с  $Q_5 = -1/3$  [12].

Отметим, что к аналогичным выводам пришли и авторы работы [2], использовавшие несколько другое усреднение

$$\bar{R}(s, \Delta) = \frac{\Delta}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{R(s') ds'}{4m_\pi^2 (s - s')^2 + \Delta^2}. \quad (5)$$

При дополнительных динамических предположениях ими было показано, что АСКТП позволяют надежно подсчитать  $\bar{R}(s)$  при подходяще выбранном  $\Delta$ . Однако, усреднение в (5) не является конечноэнергетическим, вследствие чего сравнение теории с экспериментом проводилось в энергетическом интервале  $8 \leq S \leq 38 \text{ Гэв}^2$ .

Таким образом, методы, использованные в [2] и в настоящей работе являются взаимодополняющими и согласие полученных результатов косвенно указывает на согласованность обоих подходов.

Авторы благодарны П.Н.Боголюбову и Н.В.Красникову за плодотворные дискуссии и ценные замечания.

Институт ядерных исследований  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
17 марта 1977 г.

### Литература

- [1] Н.В.Красников, К.Г.Четыркин. Nuclear Physics B, 1977 (в печати).
  - [2] E.S.Poggio, H.R.Quinn, S.Weinberg. Phys. Rev., D13, 1958, 1976.
  - [3] T.Appelquist, H.R.Georgi. Phys. Rev., D8, 4000, 1973.
  - [4] A.Zee. Phys. Rev., D8, 4038, 1973.
  - [5] S.L.Adler. Phys. Rev., D10, 3714, 1974.
  - [6] A.De Rújula, H.Georgi. Phys. Rev., D13, 1296, 1976.
  - [7] V.Barger, W.F.Long, M.G.Olsson. Phys. Lett., 57B, 452, 1975.
  - [8] V.Luth. Talk et International School on High Energy Physics, Baku, 1976.
  - [9] M.Perl. Talk at "Neutrino 76", Aachen, 1976.
  - [10] Я.И.Азимов, Л.Л.Франкфурт, В.А.Хозе, Препринт ЛИЯФ №275, 1976.
  - [11] A.De Rújula, H.Georgi, H.D.Politzer. Annals of Physics, 103, 315, 1977.
  - [12] Н.В.Красников, В.А.Кузьмин. Письма в ЖЭТФ, 22, 106, 1975.
-