

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



7965

P2 - 7965

ЭКЗ. ЧИТ. ЗАЛА

В.А.Матвеев, Е.А.Толкачев

АННИГИЛЯЦИЯ ПАР  $e^+e^-$

В АДРОНЫ И СПЕКТР ПАРТОНОВ

**1974**

ЛАБОРАТОРИЯ  
ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

P2 - 7965

В.А.Матвеев, Е.А.Толкачев\*

АННИГИЛЯЦИЯ ПАР  $e^+e^-$

В АДРОНЫ И СПЕКТР ПАРТОНОВ

Работа доложена на сессии Отделения ядерной физики  
АН СССР 11-15 февраля 1974 г.

---

\* Московский государственный университет

Как известно, общие закономерности всех глубоконеупругих процессов могут быть поняты, исходя из одних лишь соображений физического подобия и анализа размерностей, лежащих в основе принципа автомодельности.<sup>11,21</sup>

Более детальное описание поведения наблюдаемых величин этих процессов может быть получено при использовании дополнительных соображений о составной природе адронов при условии, что спектр квантовых чисел и масс элементарных составляющих — партонов является известным.<sup>131</sup>

В этой заметке мы хотим указать на то обстоятельство, что изучение процесса аннигиляции пар  $e^+e^-$  в адроны позволяет непосредственно определить спектр масс партонов.

Обычно относительно масс партонов предполагается, что они составляют некоторые доли от полной массы адрона. Это не означает, однако, что в моделях подобного типа партоны с большими массами логически исключены. Здесь следует понимать лишь то, что вероятность найти тяжёлые партоны в реальных адронах сильно подавлена, благодаря предполагаемым свойствам волновых функций адронов.

С другой стороны, в вакууме должны быть представлены в равной степени флуктуации всех полей, ассоциируемых с партонами различных типов — как лёгких, так и тяжёлых. Таким образом, процесс аннигиляции пар  $e^+e^-$  в адроны в однофотонном приближении, учитывающем вакуумные флуктуации всех заряженных полей, даёт уникальную возможность обнаружения партонов с произвольно большими массами.

Введём функцию плотности  $\rho_\alpha(m^2)$ , определяющую число партонов типа  $\alpha$  с массой  $m$  в интервале  $dm^2$ . Тогда полное сечение аннигиляции пар  $e^+e^-$  в адроны в однофотонном приближе-

нии определяется выражением:

$$\sigma_{e^+e^- \rightarrow \text{адроны}}(q^2) = \sum_{\alpha} \int_0^{q^2/4} dm^2 \rho_{\alpha}(m^2) \sigma_{e^+e^- \rightarrow \alpha\bar{\alpha}}(q^2; m^2). \quad (1)$$

Здесь  $\sigma_{e^+e^- \rightarrow \alpha\bar{\alpha}}(q^2; m^2)$  — сечение аннигиляции с образованием пары партонов  $\alpha\bar{\alpha}$  с массами  $m$ , имеющее в пределе высоких энергий  $q^2 \rightarrow \infty$  при фиксированном  $m^2$  "точечноподобную" автомодельную асимптотику:

$$\sigma_{e^+e^- \rightarrow \alpha\bar{\alpha}}(q^2; m^2) \sim \frac{1}{q^2} e_{\alpha}^2, \quad (2)$$

$q^2 \rightarrow \infty$   
 $m^2 = \text{фикс.}$

Асимптотическое поведение полного сечения аннигиляции будет существенным образом зависеть от свойств функций плотности  $\rho_{\alpha}(m^2)$ .

Рассмотрим далее для конкретности случай партонов со спином  $1/2$ . В этом случае

$$\sigma_{e^+e^- \rightarrow \alpha\bar{\alpha}} = \frac{4\pi\alpha^2}{3q^2} K\left(\frac{m^2}{q^2}\right) e_{\alpha}^2, \quad (3)$$

где

$$K\left(\frac{m^2}{q^2}\right) = \left(1 + \frac{2m^2}{q^2}\right) \sqrt{\frac{q^2 - 4m^2}{q^2}} \theta(q^2 - 4m^2) \quad (4)$$

есть кинематический фактор, причём  $K(0) = 1$ .

Подставляя эти выражения в формулу (1), найдём

$$R = \frac{\sigma_{e^+e^- \rightarrow \text{адроны}}}{\sigma_{e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-}} = \sum_{\alpha} e_{\alpha}^2 n_{\alpha}(q^2), \quad (5)$$

где

$$n_{\alpha}(q^2) = \int_0^{\infty} dm^2 \rho_{\alpha}(m^2) K\left(\frac{m^2}{q^2}\right). \quad (6)$$

Отметим, что в традиционной модели лёгких партонов  $n_{\alpha} = 1$ , в соответствии с тем, что для каждого разрешенного набора квантовых чисел  $\alpha$  здесь имеется в точности один партон. Получающийся при этом результат  $R = \sum_{\alpha} e_{\alpha}^2$  находится в явном противоречии с имеющимися экспериментальными данными как для дробнозаряженных кварков, так и для кварковых триплетов с целыми зарядами.<sup>14/</sup>

Более того, как показывает эксперимент, величина  $R$ , определяющая абсолютное значение сечения аннигиляции пар  $e^+e^-$  в адроны в единицах эталонного сечения образования пар точечных частиц  $\mu^+\mu^-$ , вырастает приблизительно в три раза в области энергий  $9 \text{ ГэВ}^2 \leq q^2 \leq 25 \text{ ГэВ}^2$ <sup>15, 6/</sup> (рис. 1).

Если эта тенденция сохранится при более высоких энергиях, можно будет сделать вывод о приближенном постоянстве полного сечения аннигиляции в области высоких энергий, т.е.

$$\sigma_{e^+e^- \rightarrow \text{адроны}} \sim \alpha^2 \left(\frac{\text{ГэВ}}{c}\right)^{-2} \approx 20 \text{ нб.}$$

Подобное поведение полного сечения аннигиляции в рамках однофотонного приближения не противоречит условию унитарности<sup>17/</sup>

$$\sigma_{e^+e^- \rightarrow \text{адроны}}^{(J=1)} \leq \frac{12\pi}{q^2} \quad \text{в области энергий}$$

$$q^2 \leq \frac{12\pi}{\alpha^2} (\text{ГэВ})^2 \approx (2 \times 500 \text{ ГэВ})^2.$$

Отметим, что появляющееся здесь максимально допустимое значение энергии весьма близко энергии унитарного предела в теории слабых взаимодействий.

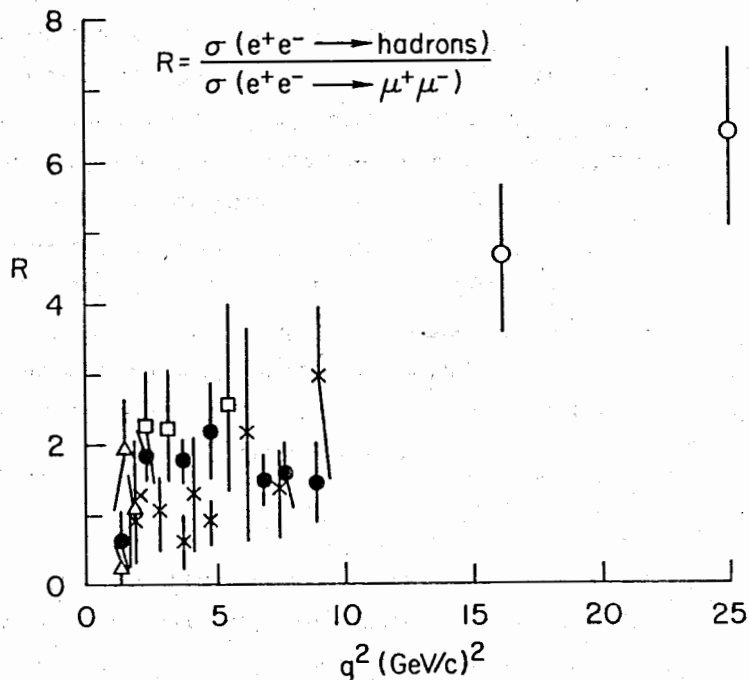


Рис.1. Энергетическая зависимость полного сечения аннигиляции в единицах эталонного сечения  $\sigma_{e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-}$ . Рисунок взят из работы /6/.

Возвращаясь к вопросу о спектре партонов, заметим, что изменению с энергией величины  $R$  соответствует зависимость от энергии величин  $n_\alpha(q^2)$ , которые мы будем в дальнейшем называть эффективными числами партонов типа  $\alpha$ , образующихся в процессе аннигиляции, с массами в интервале  $0 \leq m^2 \leq q^2/4$ . Постоянному полному сечению аннигиляции соответствует, в частности, асимптотическое поведение типа

$$n_\alpha(q^2) \sim c_\alpha \cdot q^2 ; \quad q^2 \sim \infty , \quad (7)$$

где

$$c_\alpha = \lim_{m^2 \rightarrow \infty} \int_0^1 dx \sqrt{1-x} (1 + \frac{1}{2}x) \rho_\alpha(m^2 x) . \quad (8)$$

При этом

$$\sigma_{e^+e^- \rightarrow \text{адроны}}(q^2) \sim \frac{\pi \alpha^2}{3} \sum_\alpha c_\alpha e_\alpha^2 , \quad (9)$$

где  $c_\alpha$  - размерные динамические параметры, определяющиеся асимптотикой спектральных функций  $\rho_\alpha(m^2)$  при больших массах партонов<sup>x)</sup>

$$\rho_\alpha(m^2) \sim \frac{5}{4} c_\alpha ; \quad m^2 \sim \infty . \quad (10)$$

x) Асимптотическое поведение (10), обеспечивающее существование предела (8), в общем случае следует понимать в терминах обобщенных функций. Подобным поведением обладает, например, распределение вида  $\rho(m^2) = \sum_{k=0}^{\infty} c_k \delta(m^2 - m_k^2)$ , где  $m_k^2$  - монотонно растущая последовательность чисел,  $c_k = \text{const} \cdot (m_{k+1}^2 - m_k^2)$ .

Таким образом, постоянство полного сечения аннигиляции при высоких энергиях соответствует асимптотически однородному распределению числа партонов по значениям числа  $m^2$ . В частности, для случая дробнозаряженных кварков, т.е. при  $\sum_{\alpha} e_{\alpha}^2 = 2/3$ , асимптотически постоянному полному сечению аннигиляции  $\sigma_{e^+e^- \rightarrow \text{адроны}} \approx \frac{\alpha^2}{2m_p^2}$  соответствует плотность распределения партонов по массам  $\rho_{\alpha}(m^2) \approx \frac{1}{m_p^2}$ .

В более общем случае асимптотического поведения полного сечения типа

$$\lim_{q^2 \rightarrow \infty} q^{2k} \sigma_{e^+e^- \rightarrow \text{адроны}}(q^2) = A; \quad k \geq 0, \quad (II)$$

можно утверждать о существовании слабого предела спектральных функций

$$\lim_{t \rightarrow \infty} t^k \rho_{\alpha}(tq^2) = a_{\alpha} \cdot f_{-k}(q^2), \quad (I2)$$

где  $f_k(q^2)$  - обобщенная однородная функция, определяемая соотношениями

$$f_k(q^2) = \begin{cases} \frac{1}{\Gamma(1+k)} q^{2k}; & k > 0; \\ f_k(q^2) = f'_{k+1}(q^2); & k \leq 0. \end{cases} \quad (I3)$$

причем

$$A = \frac{\pi \alpha^2}{3} \int_0^1 dx K(x) f_{-k}(x) \cdot \sum_{\alpha} a_{\alpha} e_{\alpha}^2. \quad (I4)$$

Точечноподобному поведению соответствует, в частности, предел

$$\lim_{t \rightarrow \infty} t \rho_{\alpha}(tq^2) = a_{\alpha} \delta(q^2).$$

В заключение отметим, что предположение о необрывающемся спектре масс партонов приводит также к ряду других следствий, таких как изменение энергетической зависимости сечения аннигиляции заряженных пар лептонов, модификация масштабных закономерностей в процессах инклюзивного рождения адронов при аннигиляции электрон-позитронных пар, которые доступны экспериментальной проверке.

Авторы благодарны Д.И.Блохинцеву, А.В.Ефремову, Р.М.Мурадян, А.Н.Тавхелидзе, А.Т.Филиппову, Д.В.Ширкову за полезные обсуждения.

#### Литература:

1. A.N.Tavkhelidze, Deep-inelastic lepton-Hadron Interactions, Proceedings of the Coral Gables Conference (Gordon and Breach, 1970).  
В.А.Матвеев, Р.М.Мурадян, А.Н.Тавхелидзе, Проблемы физики элементарных частиц и атомного ядра, ЭЧАЯ т.2, вып.1 (1970), стр.7.
2. T.D.Lee, Physics Today, April, 1972.
3. J.D.Bjorken, Proceedings of the 1967 Int. School Physics at Varenna (Academic Press, New York and London, 1968).  
Ch.Llewellyn-Smith, An Introduction to Highly Inelastic Lepton Scattering and Related Processes (CERN-preprint, TH, 1188, 1970).
4. R.Gatto, The Talk at the II-nd International Conference on Elementary particles, Aix-En-Provence, 6-12 September, 1973.
5. G.Tarnopolsky et al. Phys.Rev.Lett. 32, 433 (1974).
6. B.Richter, Invited talk in Proc. of the Conf. Lepton Incl. Reactions, Irvine, California (1973).
7. В.А.Матвеев, Международная школа молодых ученых по физике высоких энергий, Гомель, БССР, 25-августа-5 сентября, 1973, Дубна, PI,2-7642 (1973), стр.81.
8. И.М.Гельфанд, Г.Е.Шиллов. Обобщенные функции и действия над ними, вып.1, Госиздат физ.-мат.литературы, Москва, 1959.

Рукопись поступила в издательский отдел  
20 мая 1974 года.