Письма в ЖЭТФ, том 35, вып. 4, стр. 174 – 176 *20 февраля 1982 г.*

О МНОЖЕСТВЕННОСТИ АДРОНОВ В СТРУЯХ В e^+e^--АННИГИЛЯЦИИ

А.В.Киселев

В квантовой хромодинамике в приближении планарных диаграмм вычислена Q^2-зависимость средней множественности адронов для струй в e^+e^--аннигиляции. Показано, что учет кинематических ограничений изменяет результат, полученный ранее другими авторами.

Множественность адронов в e^+e^--аннигиляции не может быть вычислена полностью в квантовой хромодинамике (КХД) из-за нерешенной проблемы невылетания кварков. Среднее число адронов связывается со средней множественностью бесцветных кластеров, состоящих из партонов (кварка, антикварка и глюонов) в рамках гипотезы предконфайнмента [1].

Согласно этой гипотезе бесцветные кластеры в e^+e^--аннигиляции образуются в результате последовательного распада сильно виртуального кварка (антикварка) с массой $\sqrt{k^2} \sim \sqrt{Q^2}$ (Q – четырехимпульс фотона). Средние виртуальности продуктов распада p^2 не зависят от Q^2 $p^2 \sim Q_0^2$. В работах [2], показано, что массы кластеров также ограничены и порядка Q_0. Каждый кластер распадается на несколько адронов.

Средняя множественность тяжелых партонов с массой $\sim Q_0$ в e^+e^--аннигиляции вычисляется в КХД по теории возмущений. Поскольку развитие кварковой струи идет в основном через глюоны, достаточно вычислить множественность партонов в глюонной струе N_Q. Число партонов в кварковой струе N_q связано с N_Q соотношением [3]:

$$N_q(Q^2, Q_0^2) \simeq \frac{C_F}{C_A} N_G(Q^2, Q_0^2),$$

где $C_F = (N^2-1)/2N$, $C_A = N$ – число цветов.

Асимптотика N_G при больших Q^2, полученная методом суммирования ведущих (дважды логарифмических) членов, имеет вид [4, 2]:

$$N_G(Q^2, Q_0^2) \sim \exp\left[2\sqrt{\frac{C_A}{\pi b}\ln\frac{Q^2}{\Lambda^2}}\right], \qquad (1)$$

здесь $12\pi b = 11N - 2N_f$, N_f – число ароматов, Λ – масштаб в эффективной константе связи $a_s(Q^2) = 1/b\ln Q^2/\Lambda^2$. При нахождении (1) учитывались лишь планарные диаграммы.

Отметим, что средние множественности в других жестких процессах определяются универсальным образом средним числом партонов в кварковой струе в e^+e^--аннигиляции N_q [5].

Недавно в работе [6] было найдено выражение для N_G в трехпетлевом приближении. Учет перекрестных диаграмм привел к появлению дополнительного множителя $1/\sqrt{2}$ в показателе экспоненты для N_G [6]

$$N_G(Q^2, Q_0^2) \sim \exp\left[\sqrt{\frac{2C_A}{\pi b}\ln\frac{Q^2}{\Lambda^2}}\right]. \qquad (2)$$

В настоящей работе показано, что соотношение (2) имеет место уже на уровне планарных диаграмм, если не пренебрегать, как это делалось в работах [4,2], поправками типа k^2/Q^2 в функциях распада P_G^{GG} (см. ниже).

Величина N_G связана с плотностью партонов $n_G(k^2, Q_0^2)$ в глюоне с фиксированной виртуальностью k^2

$$N_G(Q^2, Q_0^2) = \int_{Q_0^2}^{Q^2} \frac{dk^2}{k^2} n_G(k^2, Q_0^2).$$

В свою очередь n_G в приближении планарных графов в калибровке светового конуса удовлетворяет уравнению типа Бете – Солпитера

$$n_G(k^2, Q_0^2) = 1 + \frac{a(k^2)}{2\pi} \int_{Q_0^2}^{k^2} \frac{dl^2}{l^2} n_G(l^2, Q_0^2) \int_{max\left(0,\, \frac{l^2}{k^2} - \frac{k^2}{Q^2}\right)}^{1} dz\, P_G^{GG}(z, k^2/Q^2), \tag{3}$$

где z – доля продольного импульса начального партона $k_{\|} = Q/2$, которую уносит глюон с виртуальностью l^2. Функция P_G^{GG}, дающая вероятность распада $G \to GG$, в выбранной калибровке имеет при малых z следующий вид

$$P_G^{GG}(z, k^2/Q^2) \simeq 2C_A \frac{1}{z + k^2/Q^2}\ . \tag{4}$$

Ограничение на область интегрирования по z в (3) следует из анализа кинематики. Подчеркнем, что в главном логарифмическом приближении ведущий вклад в n_G дает область $Q^2 >> k^2 >> l^2 >> Q_0^2$.

Используя явный вид функции P_G^{GG} (4) для малых z, получаем уравнение, описывающее Q^2-зависимость средней множественности партонов в глюонной струе

$$\left(Q^2 \frac{d}{dQ^2}\right)^2 N_G(Q^2, Q_0^2) = \frac{C_A}{2\pi}\, a_s(Q^2) N_G(Q^2, Q_0^2). \tag{5}$$

Решая уравнение, получаем результат (2). Обычно величиной k^2/Q^2 в уравнении (3) пренебрегают и приходят к выражению (1).

Асимптотика N_G при больших Q^2 может быть также вычислена в производной теории возмущений в схеме Альтарелли – Паризи [7]. Величина N_G в таком подходе подчиняется уравнению

$$N_G(Q^2, Q_0^2) = 1 + \int_{Q_0^2}^{Q^2} \frac{dp_\perp^2}{p_\perp^2} \frac{a(p_\perp^2)}{2\pi} N_G(p_\perp^2, Q_0^2) \int_0^1 dz P_G^{GG}(z, p_\perp^2/Q^2). \tag{6}$$

Расчеты показывают, что P_G^{GG} при $z \sim 0$ имеет сингулярность типа

$$P_G^{GG}(z, p_\perp^2/Q^2) \simeq 2C_A \frac{1}{\sqrt{z^2 + p_\perp^2/Q^2}}\ .$$

Подставив это выражение в уравнение (6), вновь найдем, что зависимость среднего числа тяжелых партонов в глюонной струе от Q^2 имеет вид (2).

Таким образом, суммирование всех диаграмм, дающих вклад в среднюю множественность, проделанное в [6] в шестом порядке, эквивалентно более аккуратному учету кинематических ограничений в приближении планарных диаграмм.

До некоторой степени аналогичная ситуация имеет место при вычислении поправок к функции фрагментации кварка в области $z \to 1$. В последней из работ [2] показано, что суммирование этих поправок сводится к изменению аргумента k^2 в эффективной константе связи $a_s(k^2)$. Он определяется максимально допустимой из кинематики виртуальностью кванта обмена $k^2(1-z)$,

Автор благодарит В.А.Петрова за плодотворные обсуждения.

Литература

1. *Amati D., Veneziano G.* Phys. Lett., 1979, **83B**, 87.
2. *Bassetto A., Ciafaloni M., Marchesini G.* Nucl. Phys., 1980, **B163**, 477; *Amati D., Bassetto A., Ciafaloni M., Marchesini G., Veneziano G.* Nucl. Phys., 1980, **B173**, 429.
3. *Brodsky S.J., Gunion J.F.* Phys. Rev. Lett., 1976, **37**, 402.
4. *Furmanski W., Petronzio P., Pokorski S.* Nucl. Phys., 1979, **B155**, 253; *Konishi K.* Preprint RL-79-035.

5. *Dzhaparidze G.Sh., Kiselev A.V., Petrov V.A.* Preprints IHEP 81-116, 81-157, Serpukhov, 1981.
6. *Mueller A.H.* Phys. Lett., 1981, **104B**, 161.
7. *Altarelli G., Parisi G.* Nucl. Phys., 1977, **B126**, 298.

Поступила в редакцию
24 декабря 1981 г.