

НЕЙТРАЛИЗАЦИЯ ЦВЕТНОГО И ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЗАРЯДОВ КВАРКА В СТРУЯХ

И.М.Дремин, А.В.Леонидов

Предлагается способ определения размеров области пространства, в которой происходит нейтрализация цветного и электрического зарядов кварка в e^+e^- -аннигиляции, путем изучения жестких фотонов, испускаемых на большие углы.

1. Рождение кварка и антикварка в процессах e^+e^- -аннигиляции можно рассматривать классически как мгновенное ускорение двух цветных и электрических зарядов в точке столкновения e^+e^- . Оно, естественно, должно сопровождаться излучением глюонов и фотонов. На свойства глюонного излучения оказывает влияние процесс обесцвечивания кварка $^{1-3}$: излучение фотонов также должно зависеть от характера превращения кварка в адронную струю.

Роль процесса обесцвечивания кварка, порождающего адронную струю, состоит прежде всего в том, что он ограничивает пространственную протяженность области действия цветного тока кварка за счет экранировки его при рождении пар из вакуума (разрыв струны).

Уменьшение длины действия тока приводит к увеличению угла излучения соответствующего кванта поля. Это было показано в работах 4,2 и были приведены примеры качественно новых эффектов в адрон-адронных взаимодействиях, которые являются следствием такого ограничения (появление так называемых кольцевых событий, когда заметная группа адронов обладает одинаковым полярным углом).

В e^+e^- -аннигиляции увеличение угла излучения глюона кварком за счет ограничения действия цветного тока также имеет место, но, к сожалению, в области сравнительно малых энергий $Q \lesssim 10$ ГэВ трехструйные события не выделяются от двухструйных, а в области больших энергий, где возможно выделение трехструйных событий, эффект мал 5 и теоретически заметен лишь при значениях траста, близких к единице, где опять-таки нельзя отличить на опыте трехструйные события от двухструйных.

Как было указано в работе 6 , проблему выделения трехструйных событий можно обойти, если изучать излучение фотонов, а не глюонов. Это позволяет использовать экспериментальные данные при более низких энергиях. Вместе с тем, выделив события с равным нулю полным электрическим зарядом каждой из адронных струй, можно получить сведения о том, на каких расстояниях произошла нейтрализация электрического заряда кварка. Можно думать, что в таких событиях нейтрализация цветного и электрического зарядов происходит на одном и том же расстоянии от точки аннигиляции, т.е. одновременно мы узнаем и область нейтрализации цветного заряда 1).

Поясним сказанное на частном примере, когда "струя" состоит из одного нейтрального адрона, скажем, π^0 , т.е. рассмотрим процесс

$$e^+ + e^- \rightarrow \pi^0 + \pi^0 + \gamma. \quad (1)$$

На начальном этапе в 80% случаев рождается пара $u\bar{u}$ и в 20% — $d\bar{d}$. Разлетаясь в разные стороны, скажем, u и \bar{u} -кварки могут испустить фотон прежде, чем будут нейтрализованы соответствующими партнерами \bar{u} и u , рожденными из вакуума. При этом, как мы видим, нейтрализация цветного и электрического зарядов действительно происходит одновременно.

Аналогичная ситуация, видимо, имеет место и в более общем случае, когда вместо π^0 рождается адронная струя без электрического заряда. Именно такие процессы с рождением нейтральных струй мы и предлагаем изучать.

2. Для количественного исследования процесса рождения двух нейтральных струй с дополнительным фотоном предположим, как это было сделано в работе 5 , что в СЦИ экраниров-

¹) Предполагается, что к моменту начала адронизации виртуальности кварков малы (~ 1 ГэВ).

ка зарядов кварка и антикварка приводит к следующей модификации их пропагаторов экспоненциальным множителем (характеризующим "включение" взаимодействия) :

$$\tilde{G}(x-y) \sim \frac{\hat{x}-\hat{y}}{(x-y)^4} \exp[-|\bar{x}-\bar{y}|/R], \quad (2)$$

что в импульсном пространстве с точностью до членов $\sim R^{-1}$ дает

$$\tilde{G}(p) \sim \hat{p}/(p^2 + 2ip_0R^{-1}), \quad (3)$$

(где p_0 – временная компонента вектора p) т.е. пропагатор, типичный для распадных процессов.

Используя обычную методику (см., например, ⁷), получим дважды дифференциальное сечение рассматриваемого процесса²⁾ в виде

$$\frac{1}{\sigma_0} \frac{d^2\sigma}{dx_1 dx_2} = \frac{e_u^4 + e_d^4}{e_u^2 + e_d^2} \frac{\alpha}{2\pi} \frac{(1-x_1)(1-x_2)(x_1^2 + x_2^2)}{[(1-x_1)^2 + (QR)^{-2}][(1-x_2)^2 + (QR)^{-2}]}, \quad (4)$$

где e_u, e_d – электрические заряды u - и d -кварков в единицах заряда электрона, $x_{1,2,3} = 2E_{q,\bar{q},\gamma}/Q$, Q – полная энергия в СЦИ, σ_0 – сечение двухструйного процесса без γ -кванта. Используя сечение (4), получаем для распределения по трасту $T = \max\{x_1, x_2\}$

$$\frac{1}{\sigma_0} \frac{d\sigma}{dT} = \frac{e_u^4 + e_d^4}{e_u^2 + e_d^2} \frac{\alpha}{4\pi} \left\{ \frac{(1-T)(1+T^2)}{(1-T)^2 + (QR)^{-2}} \frac{1}{2} \ln \frac{(1-\delta)^2 + (QR)^{-2}}{(1-T)^2 + (QR)^{-2}} + \frac{(1-T)(\delta-T)(2+\delta-T)}{(1-T)^2 + (QR)^{-2}} \right\}, \quad (5)$$

где $\delta \cong 4/Q$ – минимальная доля энергии, необходимая для того, чтобы сформировалась менее энергичная адронная струя. На рис. 1 для модельных зависимостей $R(Q)$: $R=Q$; $R=\ln Q$; $R=1$ (в единицах 1 ГэВ) приведено отношение сечений (5) с учетом и без учета экранировки при энергиях $Q \sim 6$ ГэВ и 8 ГэВ. Из рисунка видно, что можно надеяться на экспериментальное обнаружение эффекта в случае $R = \ln Q$ и особенно $R = 1$.

Приведем также выражение для двойного дифференциального сечения

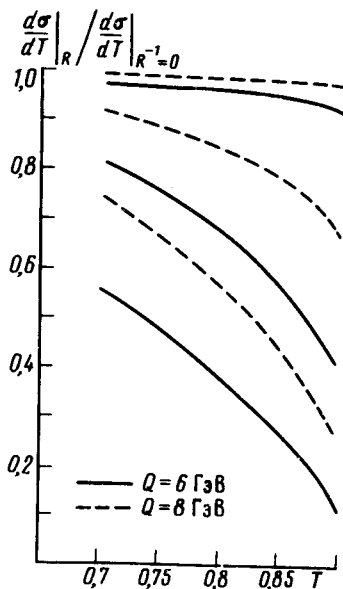
$$\frac{1}{\sigma_0} \frac{d^2\sigma}{du dT} = \frac{e_u^4 + e_d^4}{e_u^2 + e_d^2} \frac{16\alpha}{\pi} \frac{(1-T)^3}{(1-T)^2 + (QR)^{-2}} \cdot u(1-u) \frac{[T^2(1-u)^2 + (1-u(2-T))^2]}{u^2(1-T)^2 + (1-u)^2(QR)^{-2}}, \quad (6)$$

где $u = \frac{T}{2}(1 - \cos \theta)$, θ – угол между осью траста и направлением вылета фотона. Отметим характерную кинематическую структуру события: энергии фотонов $E \sim 2 \div 4$ ГэВ и углы вылета в интервале $120^\circ < \theta < 140^\circ$.

Учет экранировки привел в (4) – (6) к исчезновению характерных инфракрасных расходимостей теории возмущений при $T \rightarrow 1$.

²⁾ Учитываются только фотоны, испущенные кварками.

3. Фоном фотонов от других процессов, видимо, можно пренебречь. Так в реакции (1) фоновые фотоны возникают от распадов и от излучения начальных e^+e^- -пучков. В первом случае фон можно отделить по энергетическим соображениям, во втором — по фазовому объему, вследствие того, что интересующий нас фотон должен лежать в одной плоскости с π^0 -мезонами. В случае струй излучение заряженных продуктов распада направлено вдоль оси струи, быстро спадает при удалении от нее и является сравнительно мягким, тогда как излучение (б) весьма жесткое.



Отношение распределений по трасту

Итак, поиск достаточно жестких фотонов, летящих под большим углом к оси траста, в процессах рождения двух нейтральных струй в e^+e^- -аннигиляции при энергиях от 5 до 10 ГэВ представляет интерес для получения сведений о размерах области нейтрализации цветного и электрического зарядов кварка.

Авторы благодарны И.В.Андрееву, А.Д.Мионову, И.И.Ройзену и Е.Л.Фейнбергу за полезные обсуждения.

Литература

1. Frautschi S., Krzywicki C. Zeit. für Phys., 1979, C1, 43.
2. Дремин И.М. Письма в ЖЭТФ, 1981, 34, 617.
3. Дремин И.М. Препринт ФИАН, 1981, № 250.
4. Дремин И.М. Письма в ЖЭТФ, 1979, 30, 152; ЯФ, 1981, 33, 1357.
5. Леонидов А.В. КСФ, 1985, № 5, 53.
6. Дремин И.М. ЭЧАЯ, 1986 (в печати).
7. Kramer G. Theory of jets in electron-positron annihilation, Springer Verlag, 1984, p. 39.