Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 20, вып. 1, 3—8 (1985)

УДК 539.12

УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ СТРУИ С НАИБОЛЬШИМ ИМПУЛЬСОМ В ТРЕХСТРУЙНЫХ СОБЫТИЯХ В e^+e^--АННИГИЛЯЦИИ

Ю. Г. ШАХНАЗАРЯН

Ереванский физический институт

(Поступила в редакцию 24 января 1984 г.)

В первом порядке КХД вычислена зависимость дифференциального сечения трехструйного процесса $e^+e^- \to q\bar{q}g$ от полярного и азимутального углов рождения струи с наибольшим импульсом, когда величина этого импульса не измеряется. Установлено, что найденные угловые распределения довольно чувствительны к величине параметра обрезания $T_{\text{п}}$, вводимого для отделения трехструйных событий от двухструйных.

Азимутальная угловая зависимость трехструйных событий, за которые ответственен процесс

$$e^+e^- \to q + \bar{q} + g, \tag{1}$$

изучалась в рамках квантовой хромодинамики в работах [1, 2] относительно плоскости, определяемой импульсом электрона $\hat{\mathbf{v}}$ и единичным вектором $\hat{\mathbf{T}}$, характеризующим максимально направленный импульс $\mathbf{T}$ (thrust). В случае поляризованной аннигилирующей e^+e^--пары (векторы поляризации электрона и позитрона в их системе покоя — соответственно ζ_1 и ζ_2) имеется выделенная плоскость (для конкретности, плоскость $(\hat{\mathbf{v}}, \zeta_1)$), относительно которой также можно изучать зависимость от азимутального угла.

Распределение по величине импульса и пространственной ориентации струи, имеющей наибольший импульс среди трех струй адронов, образованных в реакции (1), в случае произвольно поляризованных начальных частиц имеет вид [3]

$$\frac{d\sigma}{dT d\hat{\mathbf{T}}} = \frac{\alpha^2\alpha_s}{\pi} \sum_a Q_a^2 \frac{1}{s} \{A(T)[(1+z^2)(1+\zeta_1^{\parallel}\zeta_2^{\parallel}) - (1-z^2)(\zeta_1^{\perp}\zeta_2^{\perp}) +$$

$$+ 2(\hat{\mathbf{T}}\zeta_1^{\perp})(\hat{\mathbf{T}}\zeta_2^{\perp})] + B(T)[(1-3z^2)(1+\zeta_1^{\parallel}\zeta_2^{\parallel}) +$$

$$+ 3((1-z^2)(\zeta_1^{\perp}\zeta_2^{\perp}) - 2(\hat{\mathbf{T}}\zeta_1^{\perp})(\hat{\mathbf{T}}\zeta_2^{\perp}))]\}, \tag{2}$$

а для поперечно антипараллельно полностью поляризованных начальных частиц —

$$\frac{d\sigma}{dTd\hat{T}} = \frac{2\alpha^2\alpha_s}{\pi}\sum_a Q_a^2 \frac{1}{s}\left[A(T)\left(1-\sin^2\theta\cos^2\varphi\right)-B(T)\left(1-3\sin^2\theta\cos^2\varphi\right)\right]. \tag{3}$$

Здесь α_s — бегущая «константа» связи в КХД, Q_a — заряд кварка в единицах e, суммирование проводится по всем ароматам a, s — квадрат полной энергии реакции, продольная и поперечная компоненты векторов ς_1 и ς_2 определены относительно вектора $\hat{\mathbf{v}}$, $z = \cos\theta$, θ — полярный угол импульса наиболее энергичного партона (q, $\bar{q}$ или g) относительно импульса электрона, азимутальный угол φ отсчитывается в плоскости, нормальной $\hat{\mathbf{v}}$, от плоскости ($\hat{\mathbf{v}}$, ς_1), $d\hat{\mathrm{T}} = d\cos\theta\, d\varphi$. Коэффициенты $A(T)$ и $B(T)$, зависящие от модуля вектора $\mathbf{T}$, задаются выражениями

$$A(T) = \frac{2-3T(1-T)}{T(1-T)}\ln\frac{2T-1}{1-T} - \frac{3}{2}\frac{(3T-2)(2-T)}{1-T},$$
$$B(T) = \frac{1}{T^2}(3T-2)(2-T). \tag{4}$$

Заметим, что запись в представленном виде (2) и (3) соответствует такому разбиению сечения, при котором в результате интегрирования по углам структура при $B(T)$ обращается в нуль и распределение по модулю вектора $\mathbf{T}$ задается функцией $A(T)$. В частности, в случае неполяризованных начальных частиц имеем [4]

$$\frac{d\sigma}{dT} = \frac{16}{3}\,\frac{\alpha^2\alpha_s}{s}A(T)\sum_a Q_a^2. \tag{5}$$

На нижнем пределе допустимой области изменения T ($2/3 \leqslant T \leqslant 1$) функции $A(T)$ и $B(T)$ обращаются в нуль, на верхнем пределе $A(T)$ расходится. Это есть обычная расходимость, связанная с испусканием мягких и колинеарных глюонов, которая в полном сечении сокращается с сингулярностью, обусловленной процессом $e^+e^- \to q\bar{q}$ в первом порядке α_s (см., например, [4]).

Полное сечение процесса $e^+e^- \to$ адроны с учетом поправки порядка α_s при энергиях, когда массы известных кварков можно не учитывать, имеет вид [5]

$$\sigma_{\text{tot}} = \frac{4\pi\alpha^2}{s}\sum_a Q_a^2\left(1+\frac{\alpha_s}{\pi}\right). \tag{6}$$

Это полное сечение, согласно КХД, слагается из двух частей: из сечения, связанного с двухструйными событиями, и сечения, за которое ответственны трехструйные события.

Вопрос о разделении вкладов двухструйных и трехструйных событий в полное сечение (6) обсуждался в работе [6]. В частности, для доли полного сечения, обусловленного только трехструйными событиями, было приведено выражение

$$\sigma_{\rm tot}^{(3\,{\rm jet})}(y) = \frac{16}{3}\,\frac{\alpha^2\alpha_s}{s}\,f(y)\,\sum_a Q_a^2, \tag{7}$$

$$f(y) = \ln^2 y + \frac{3}{2}\ln y - 2y\ln y + \frac{5}{4} - \frac{\pi^2}{6},$$

где y — параметр, с помощью которого двухструйные события можно отделить от трехструйных. Он по существу аналогичен параметрам ε и δ, введенным Стерманом и Вайнбергом [7] для той же цели. С помощью этого параметра в фазовом пространстве $q\bar{q}g$ выделяется двухструйная область, в которую дают вклад события с испусканием мягких глюонов, а также глюонов с импульсами, параллельными импульсам кварка или антикварка. В работе [8] дается область допустимых значений y: $0{,}03 \leqslant y \leqslant 0{,}05$. В частности, при $y = 0{,}03$ имеем $f(0{,}03) \simeq 6{,}852$, а при $y = 0{,}05$ получаем $f(0{,}05) \simeq 4{,}385$. Относительный вклад трехструйного сечения (7) в полное сечение (6) составляет величину

$$\frac{\sigma_{\rm tot}^{(3\,{\rm jet})}}{\sigma_{\rm tot}} = \frac{4}{3}\,\frac{\alpha_s/\pi}{1+\alpha_s/\pi}\,f(y), \tag{8}$$

которая при разумном значении $\alpha_s/\pi = 0{,}05$ [8] меняется в пределах

$$0{,}278 \lesssim \frac{\sigma_{\rm tot}^{(3\,{\rm jet})}}{\sigma_{\rm tot}} \lesssim 0{,}435. \tag{9}$$

Для того чтобы получить полное сечение истинно трехструйного события (типа (7)) из дифференциального сечения (5) последнее необходимо проинтегрировать по области $2/3 \leqslant T \leqslant T_0$, где T_0 — параметр, который позволяет на языке переменной T разделить двухструйные ($T_0 \leqslant T \leqslant 1$) и трехструйные ($2/3 \leqslant T \leqslant T_0$) события. Параметры y и T_0 связаны соотношением $T_0 = 1 - y$. Области допустимых значений y, для которой получена оценка (9), соответствует интервал $0{,}95 \leqslant T_0 \leqslant 0{,}97$. Заметим, что в работе [9] для отделения двухструйных событий от трехструйных в процессе (1) при энергии $\sqrt{s} = 30$ ГэВ было использовано значение $T_0 = 0{,}95$.

Поскольку интеграл от функции $A(T)$, определяющей зависимость сечения (5) от T, выражается через бесконечные ряды, приведем результаты численного интегрирования для двух предельных значений параметра обрезания T_0:

$$A \equiv \int_{2/3}^{T_0} A(T)\,dT = \begin{cases} 4{,}324 \text{ при } T_0 = 0{,}95 \\ 6{,}802 \text{ при } T_0 = 0{,}97. \end{cases} \tag{10}$$

Эти значения необходимо сопоставить со значениями функции $f(y)$ при соответствующих параметрах y: $f(0{,}05) \simeq 4{,}385$ и $f(0{,}03) \simeq 6{,}852$. Согласие следует признать удовлетворительным, если учесть, что в $f(y)$ опущены члены типа y и $y^2 \ln^2 y$.

Теперь мы можем найти распределение по углам вылета струи с наибольшим импульсом в трехструйном событии, обусловленном реакцией (1), когда не интересуемся величиной этого импульса (что позволит увеличить статистику и упростить постановку опыта). Для этого необходимо проинтегрировать сечения (2) и (3) по T в пределах $2/3 \leqslant T \leqslant T_0$. Так как зависимость указанных сечений от T содержится лишь в функциях $A(T)$ и $B(T)$, для получения интересующих нас распределений достаточно в (2) и (3) произвести замены: $d\sigma/dT\, d\widehat{\mathrm{T}} \to d\sigma/d\widehat{\mathrm{T}}$, $A(T) \to A$ и $B(T) \to B$, где A задается (10), а значения B есть

$$B \equiv \int\limits_{2/3}^{T_0} B(T)\, dT = 8 \ln (3T_0/2) - (2 + T_0)(3T_0 - 2)/T_0 =$$

$$= \begin{cases} 0{,}194 \text{ при } T_0 = 0{,}95 \\ 0{,}214 \text{ при } T_0 = 0{,}97. \end{cases} \qquad (11)$$

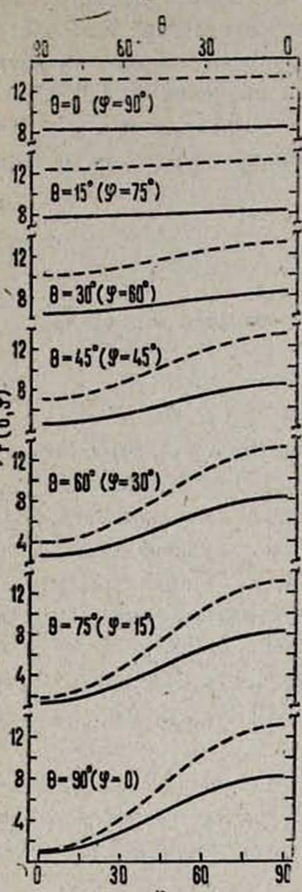

Рис. 1.

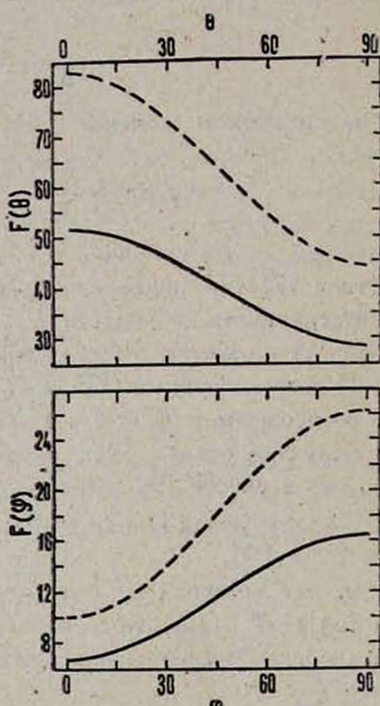

Рис. 2.

Рис. 1. Зависимость нормированного дифференциального сечения (12) от азимутального угла φ при некоторых значениях полярного угла θ (нижняя шкала) и от полярного угла при некоторых значениях φ (верхняя шкала). Сплошные кривые соответствуют значению $T_0 = 0{,}95$, пунктирные кривые— значению $T_0 = 0{,}97$.

Рис. 2. Зависимость дифференциального сечения от полярного $[F(\theta)]$ и азимутального $[F(\varphi)]$ углов. Сплошные кривые соответствуют значению $T_0 = 0{,}95$, пунктирные кривые — значению $T_0 = 0{,}97$.

В случае поперечно антипараллельно полностью поляризованных начальных частиц зависимость углового распределения, определяемого функцией

$$F(\theta, \varphi) \equiv 4\pi\left(1+\frac{\pi}{\alpha_s}\right)\frac{1}{\sigma_{tot}}\frac{d\sigma}{d\hat{T}}=2\left[(A-B)-(A-3B)\sin^2\theta\cos^2\varphi\right], \quad (12)$$

от азимутального угла φ при некоторых значениях полярного угла θ (нижняя шкала) и от полярного угла θ при некоторых значениях φ (верхняя шкала) в интервале $0 \leqslant \theta, \varphi \leqslant 90°$ изображена на рис. 1 сплошными кривыми ($T_0 = 0{,}95$) и пунктирными кривыми ($T_0 = 0{,}97$). Как следует из вида приведенных кривых, с ростом полярного угла (с уменьшением азимутального угла) в указанном интервале зависимость дифференциального сечения от азимутального угла (полярного угла) становится все более неизотропной. Так, сечение для значения $\theta = 90°$ при изменении φ от 0 до 90° (или для $\varphi = 0$ при изменении θ от 90° до 0) увеличивается более чем на порядок. За исключением небольшой области углов вблизи $\varphi = 0$ и $\theta = 90°$ кривые, описывающие угловую зависимость для двух рассмотренных предельных значений параметра обрезания T_0, различаются довольно сильно (в среднем в 1,5 раза), и это позволяет надеяться, что экспериментальное изучение углового распределения струи с наибольшим импульсом в реакции (1) даст возможность уточнить значение параметра обрезания T_0.

На рис. 2 приведены зависимости $F(\varphi)$ и $F(\theta)$, получающиеся в результате интегрирования функции (12) по одному из углов (как и раньше, сплошные кривые относятся к случаю $T_0 = 0{,}95$, пунктирные — к случаю $T_0 = 0{,}97$). Указанные кривые ограничивают возможные угловые распределения, которые могут наблюдаться на эксперименте. Продолжение приведенных на рис. 1 и 2 кривых в область углов $90° \leqslant \theta \leqslant 180°$ и $90° \leqslant \varphi \leqslant 360°$ является тривиальным.

ЛИТЕРАТУРА

1. *So-Young Pi, Jaffe R. L., Low F. E.* Phys. Rev. Lett., 41, 142 (1978).
2. *Yunn B. C.* Phys. Lett., 87B, 257 (1979).
3. *Шахназарян Ю. Г.* ЯФ, 36, 1523 (1982).
4. *De Rujula A. et al.* Nucl. Phys., B138, 387 (1978).
5. *Appelquist T., Politzer H. D.* Phys. Rev. Lett., 34, 43 (1975).
6. *Kramer G.* DESY Report 82—029, 1982.
7. *Sterman G., Weinberg S.* Phys. Rev. Lett., 39, 1436 (1977).
8. *Kramer G.* DESY Report 83—068, 1983.
9. *Hoyer P. et al.* Nucl. Phys., B161, 349 (1979).

ՄԵԾԱԳՈՒՅՆ ԻՄՊՈՒԼՍ ՈՒՆԵՑՈՂ ՓՆՋԻ ԱՆԿՅՈՒՆԱՅԻՆ ԲԱՇԽՈՒՄԸ $e^+e^- \to q\bar{q}g$ ՊՐՈՑԵՍՈՒՄ

ՅՈՒ. Գ. ՇԱՀՆԱԶԱՐՅԱՆ

Քվանտային քրոմոդինամիկայի առաջին մոտավորությամբ հաշվված է $e^+e^- \to \bar{q}qg$ պրոցեսի դիֆերենցիալ կտրվածքի կախումը մեծագույն իմպուլս ունեցող փնջի բևեռային և ազիմուտային անկյուններից, երբ նշված իմպուլսի մեծությունը չի չափվում։ Ստացված անկյունային բաշխումները բավականին զգայուն են T_0 խզման պարամետրի նկատմամբ, որը մտցվում է երկփունջ և եռափունջ դեպքերը միմյանցից տարբերելու համար։

ANGULAR DISTRIBUTION OF A JET WITH LARGEST MOMENTUM IN THREE-JET EVENTS OF $e^+ e^-$-ANNIHILATION

Yu. G. SHAKHNAZARYAN

The dependence of differential cross section of a three-jet process $e^+ e^- \to q\bar{q}g$ on the polar and azimuthal angles of the production of larg est momentum jet was calculated in the first order of QCD when the value of this momentum was not measured. It was established that the obtained angular distributions were rather sensitive to the value of cut-off parameter T_0, introduced for the separation of three-jet events from the two-jet ones.