Vol. B13 (1982) *ACTA PHYSICA POLONICA* No 7

КОРРЕЛЯЦИИ ЗАРЯЖЕННЫХ АДРОНОВ В КВАРКОВЫХ И ГЛЮОННЫХ СТРУЯХ

CORRELATIONS OF CHARGED HADRONS IN QUARK AND GLUON JETS

В. И. Кувшинов, Е. С. Кокоулина

Институт физики АН БССР, Минск*

(Поступила в редакцию 22-го октября 1981 г., переработаная версия поступила 12-го января 1982 г.)

A scheme to calculate the hadron multiplicity distributions in e^+e^--annihilation, taking into account the quark-gluon cascade on the basis of perturbative QCD and the hadronization stage described by a supernarrow binomial distribution, is proposed.

PACS numbers: 12.40.-y, 12.40.Cc

В процессах e^+e^--аннигиляции в адроны при достаточно высоких энергиях $\sqrt{s}$ $(s = Q^2) \gtrsim 4$ ГэВ наблюдаются струйные события [1]. По современным представлениям в процессе образования адронных струй из кварков и глюонов, несущих большой переданный импульс, участвуют две стадии. Во-первых, в соответствии с квантовой хромодинамикой (КХД) кварк-антикварковая ($q\bar{q}$) пара, рождающаяся из виртуального γ-кванта в процессе e^+e^--аннигиляции, даёт при высоких энергиях каскад партонов — кварков и глюонов, описываемый теорией возмущений, применимой, когда эффективная константа связи $\alpha_S(Q^2) = \alpha_S(Q_2^0)/[1+\alpha_S(Q_0^2)\beta \ln Q^2/Q_0^2/4\pi]$ становится малой. Здесь Q_2^0 — характерная величина Q^2, начиная с которой можно считать константу малой, $\beta = \frac{11}{3} C - \frac{2}{3} F$, C и F — числа цветов и ароматов кварков. В области $Q^2 \lesssim Q_0^2$ теория возмущений не применима. Каскад обрывается, и вследствии цветового запирания (конфайнмента) партоны фрагментируют в реально наблюдаемые адроны — вторая стадия — стадия адронизации.

В данной работе предложена схема объединения обеих стадий развития струй с целью изучения распределений по множественности в e^+e^--аннигиляции.

Каскадный процесс деления партонов будем описывать стохастическими уравнениями, полученными в главном логарифмическом приближении КХД [2, 3]. В соответствии КХД эволюционным параметром для этих уравнений является вели-

* Address: Institute of Physics, Academy of Sciences of the BSSR, Lenin Avenue 70, Minsk 220602 USSR.

чина $Y = \dfrac{1}{2\pi\beta} \ln \{1+\alpha_s(Q_0^2)\beta \ln (Q^2/Q_0^2)\}$, и возможны три типа элементарных процессов: деление глюонов с вероятностью AdY; тормозное излучение с вероятностью $\tilde{A}dY$; рождение пары с вероятностью BdY. Расчёты, основанные на вершинных уравнениях Альтарелли-Паризи, дают следующие значения параметров [2–4]: $A = C/\varepsilon$, $\tilde{A} = \dfrac{C^2-1}{2C\varepsilon}$, $B = F/3$, где возникающая при регуляризации расходимостей, $\varepsilon = \text{const} \ll 1$.

Развитие партонной струи, как марковского ветвящегося процесса на языке производящих функций записывается тогда в виде

$$\frac{\partial Q}{\partial Y} = -\tilde{A}Q+\tilde{A}QG, \qquad \frac{\partial G}{\partial Y} = -AG+AG^2+BQ^2-BQ, \tag{1}$$

с начальными условиями $Q(Y=0, Z_q, Z_g) = Z_q$, $G(Y=0, Z_q, Z_g) = Z_g$, где Q и G — производящие функции распределений по множественности кварков и глюонов для кварковой и глюонной струй, соответственно. Поскольку вероятности элементарных процессов находятся в соотношении $A > \tilde{A} \gg B$, то процессами рождения пар можно пренебречь. Распределения по числу глюонов в этом случае, в соответствии с (1) будет широким[1] распределением Пойя-Эгенбергера [2, 6]

$$P_{m_g}(Y) = \frac{\Gamma(\mu+m_g)}{m_g!\Gamma(\mu)}\left(\frac{\overline{m}_g}{\mu+\overline{m}_g}\right)^{m_g}\left(\frac{\mu}{\mu+\overline{m}_g}\right)^{\mu}, \quad \overline{m}_g = \mu(e^{AY}-1), \quad \mu = \frac{\tilde{A}}{A} = \frac{4}{9}, \tag{2}$$

с производящей функцией $Q(Y,Z) = \left[1-\dfrac{\overline{m}_g}{\mu}(Z-1)\right]^{-\mu}$.

Для процесса, в котором отсутствуют процессы рождения пар и деления глюонов, получаем распределение Пуассона $Q(Y,Z) = \exp\,[\overline{m}_g(V)(Z-1)]$, $\overline{m}_g(Y) \sim \tilde{A}Y$.

В настоящее время отсутствует строгая теория адронизации. Для описания её используют различные феноменологические модели, которые приводят к узкому или широкому распределениям по числу адронов [7].

Обработка последних экспериментальных данных DESY по e^+e^--аннигиляции в адроны показывает, что при энергиях ~ 10 ГэВ $f_h^2 < 0$, и далее имеет тенденцию к росту, становясь положительным в интервале энергий $15 \lesssim \sqrt{s} \lesssim 30$ ГэВ [8, 9]. Отрицательные значения f_h^2 нельзя объяснить учётом только каскадной стадии развития струй (1), так как распределения по множественности кварков и глюонов на этой стадии получаются широкими, либо узкими [8]. При учёте адронизации и описании её узкими, либо широкими распределениями, распределения адронов в e^+e^--аннигиляции не могут быть уже распределения партонов. Естественно, поэтому предположить, что распределения по множественности адронов при адронизации партонов являются сверхузкими. К этому побуждают также экспериментальные

[1] Тип распределения (узкое, широкое, сверхузкое) определяется значением второго корреляционного момента $f^2 = \overline{n(n-1)}-\overline{n}^2$: для широкого $f^2 > 0$, для узкого $f^2 = 0$, для сверхузкого $f^2 < 0$ [5].

данные, поскольку при энергиях $\sim$ 3—4 ГэВ, когда начинают проявляться струи, а каскад КХД, очевидно, не развит, эти распределения возникают за счёт адронизации партонов и являются сверхузкими [8].

Будем использовать для описания адронизации сверхузкое распределение Пойя--Эгенбергера (2) с отрицательным параметром, введённым для аппроксимации сверхузких распределений в работе [10].

Как было отмечено в [5], корректное введение отрицательного параметра — μ требует его целочисленности. Сделаем замену μ на $-N$ ($N = 1, 2, \ldots$), тогда распределение (2) будет представлять собой не что иное, как биномиальное распределение с производящей функцией $Q = [1+(\bar{n}/N_{q(g)})/(Z-1)]^{N_{q(g)}}$. Параметр $N_{q(g)}$ — максимальное число адронов, которое может родиться в процессе адронизации из кварка или глюона при данных условиях. Распределение с такой производящей функцией, как нетрудно видеть, подчиняется уравнению, описывающему стохастический марковский процесс с элементарной вероятностью испускания адрона $(N_{q(g)}-n)/ /(N_{q(g)}-\bar{n})d\bar{n}$, $N_{q(g)} > n$

$$\frac{dP_n}{d\zeta} = (N_{q(g)}-n)P_n-[N_{q(g)}-(n-1)]P_{n-1}, \qquad \zeta = \ln(N_{q(g)}-\bar{n}). \tag{3}$$

Здесь величина ζ для стадии адронизации является аналогом Y для стадии КХД-каскада.

В рамках модели адронизации [11] можно предположить следующий механизм, приводящий к сверхузким распределениям. При конечных энергиях кварк (глюон), фрагментирующий в адроны, посредством испускания глюонов, порождающих

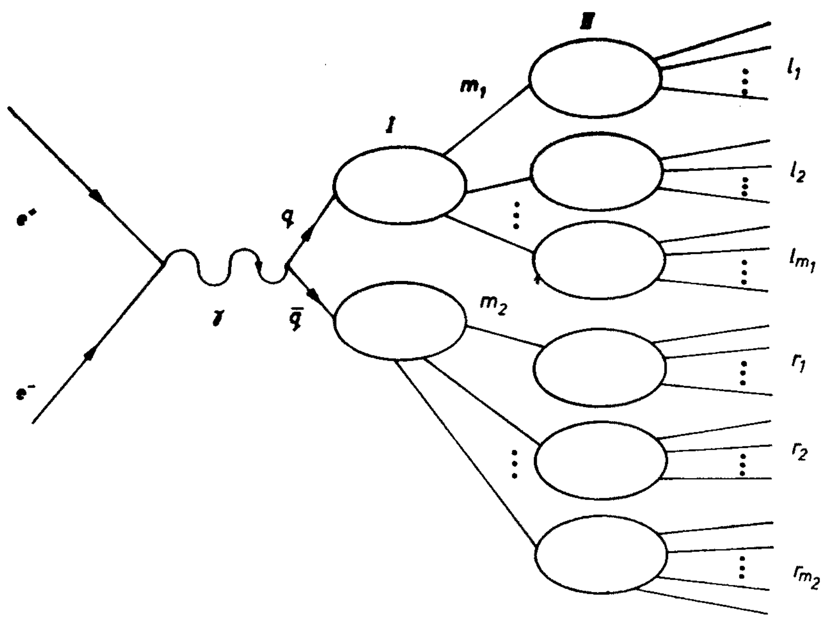

Рис. 1. Схема объединения каскадной стадии (I) и стадии адронизации (II)

реальные $q\bar{q}$-пары, которые далее комбинируются в адроны, может испустить в процессе деления в целом максимальное число $N_{q(g)}$ глюонов, где $N_{q(g)}$ — определяется законами сохранения энергии и импульса. В пределах данного числа $N_{q(g)}$ вероятность родиться $n < N_{q(g)}$ адронов определяется, очевидно, биномиальным распределением. С ростом энергии кварка (глюона) $N_{q(g)}$ растёт, и сверхузкое распределение может перейти в пуассоновское.

Считая, что на стадии адронизации каждый цветовой объект переходит в адроны независимо, то есть происходит только компенсация цвета без существенной передачи энергии и импульса, адроны уносят тот же импульс и ту же энергию, что и их цветные родители, партоны из q и $\bar{q}$-каскадов коррелируют слабо [4], мы приходим к следующей схеме объединения двух стадий (рис. 1), в соответствии с которой

$$\begin{aligned}
P_n(s) = &\sum_{n_1=1}^{n}\sum_{n_2=1}^{n-n_1}\sum_{m=1}^{n}\sum_{m_1=1}^{m-1}\sum_{m_2=1}^{m-m_2} P^{(g)}_{m_1}(Y(\sqrt{s}/2))P^{(g)}_{m_2}(Y(\sqrt{s}/2)) \\
&\times \sum_{l_1=1}^{n_1-(m_1-1)} \cdots \sum_{lm_2=1}^{n_1-\Sigma l_i} \int_{Q_0/\sqrt{s}}^{1} dx_1 \ldots \int_{Q_0/\sqrt{s}}^{1-\Sigma x_i} dx_{m_1} \\
&\times \sum_{r_1=1}^{n_2-(m_2-1)} \cdots \sum_{rm_2=1}^{n_2-\Sigma r_i} \int_{Q_0/\sqrt{s}}^{1} dx'_1 \ldots \int_{Q_0/\sqrt{s}}^{1-\Sigma x'_i} dx'_{m_2} \\
&\times \prod_{i=1}^{m_1} P^{(h)}_{l_i}(\sqrt{s}x_i) \prod_{i=1}^{m_2} P^{(h)}_{r_i}(\sqrt{s}x'_i)\delta(n_1+n_2-n)\delta(m_1+m_2-m) \\
&\times \delta\Big(\sum_i^{m_1} x_i-1\Big)\delta\Big(\sum_i^{m_2} x'_i-1\Big)\delta\Big(\sum_i^{m_1} l_i-n_1\Big)\delta\Big(\sum_i^{m_2} r_i-n_2\Big).
\end{aligned} \tag{4}$$

Здесь x_i (x'_i) — отношение энергии i-партона к $\sqrt{s}/2$ для q($\bar{q}$)-струи, n_1 (n_2) — число адронов, рождённых q($\bar{q}$), n — полное число адронов, $P^{(g)}_{m_1(m_2)}$ — распределение по числу партонов в q($\bar{q}$)-струе, $P^{(h)}_{l_i(r_i)}$ — распределение по числу адронов, возникающих при адронизации i-партона из q($\bar{q}$)-струи, суммирование по цветам и усреднение по ароматам предполагается проведённым.

Учитывая на стадии каскада тормозное излучение и деление глюонов (2), получаем из (4) на основе расчётов, аналогичных [12]

$$\begin{aligned}
P_n(s) = &\sum \frac{\Gamma(2\mu+m_g)}{m_g!\Gamma(2\mu)}\left(\frac{\bar{m}_g}{\bar{m}_g+2\mu}\right)^{m_g}\left(\frac{2\mu}{\bar{m}_g+2\mu}\right)^{2\mu}\cdot \\
&C^n_{(2+\alpha m_g)N_q}\; p^n(1-p)^{(2+\alpha m_g)N_q-n},
\end{aligned} \tag{5}$$

$$f_h^2 = \left[\frac{1}{2\mu}+\frac{1}{m_g}-\frac{1}{(2+\alpha m_g)N_q}\right]\bar{n}^2(s),$$

$$\alpha = \frac{N_g}{N_q}, \quad p = \frac{\bar{n}(s)}{(2+\alpha\bar{m}_g)N_q}. \tag{6}$$

В пределе $\bar{m}_g$, $N_q \to \infty$, $\bar{m}_g/N_q \to 0$ имеем $P_n(s) = 1/\bar{n}(s)[n/\bar{n}(s)]^{2\mu-1}\exp[-\mu n/\bar{n}(s)]$ — широкое распределение, удовлетворяющее скейлингу КНО.

В случае присутствия на каскадной стадии только тормозного излучения глюонов из (4) получаем

$$P_n(s) = \sum \frac{e^{-\bar{m}_g}(\bar{m}_g)^{m_g}}{m_g!} C_{(2+\alpha m_g)N_q} p^n (1-p)^{(2+\alpha m_g)N_q - n} + O\left[\frac{\bar{n}(s)}{\sqrt{s}}\right] \quad (7)$$

$$f_h^2 = \frac{\bar{n}^2(s)}{(2+\alpha\bar{m}_g)N_q}\left[\frac{\alpha^2\bar{m}_g N_q}{2+\alpha\bar{m}_g} - 1\right]. \quad (8)$$

При этом, очевидно, что $f_h^2 < 0$ при $\dfrac{\alpha^2\bar{m}_g N_q}{2+\alpha\bar{m}_g} < 1(\bar{m}_g < 2/\alpha(\alpha N_q - 1))$.

Таким образом, в данной работе построена схема расчёта распределений по множественности в процессах e^+e^--аннигиляции, учитывающая каскадную партонную ста-

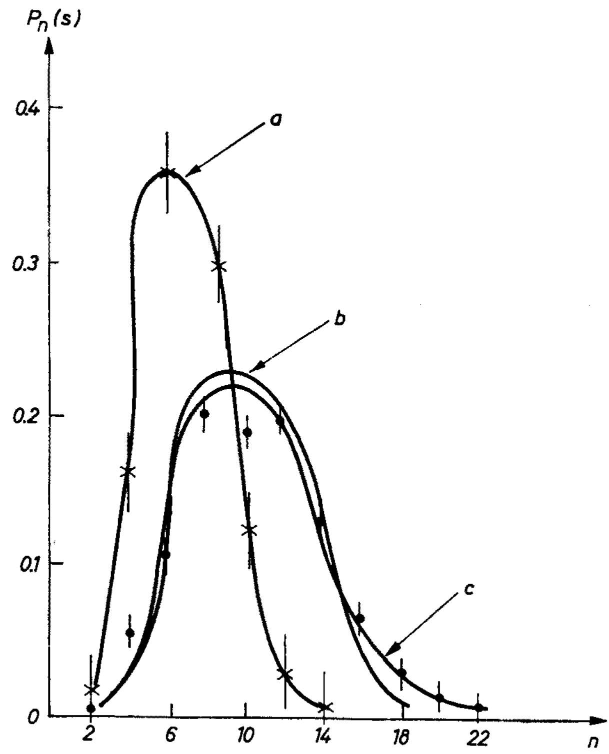

Рис. 2. Распределения по множественности в e^+e^--аннигиляции при 9.4 и 29.4—31.6 ГэВ. Сплошные линии — результаты фитирования по формулам (7) и (5)

дию на основе теории возмущений КХД и феноменологически стадию адронизации партонов в адроны, описываемую сверхузкими распределениями. Расчитан явный вид распределений по множественности адронов в случаях развитого (присутствует как тормозное излучение, так и деление глюонов) и неразвитого (присутствует только тормозное излучение глюонов) партонного каскада. Показано, что оба рассмотренных случая партонных каскадов приводят к сверхузким распределениям по числу конечных адронов, имеющим тенденцию расширяться с ростом энергии, переходя в узкие и широкие распределения, что и наблюдается экспериментально в интервале энергий от 9.4 до 31.6 ГэВ (рис. 2). Кривая *a* соответствует формуле (7) при 9.4 ГэВ. Кривые *b* и *c* соответствуют формулам (7) и (5), соответственно, в области энергий 29.4—31.6 ГэВ. Найденные при этом значения параметров следующие: $N_q = 4.9 \pm 0.1$, $\overline{m}_g = 0.12 \pm 0.02$, $\alpha = 3.0 \pm 0.02$, нормировочный множитель Ω, возникающий вследствии ограничения в суммировании по m_g до $M = 2$ с $\chi^2/R = 0.45/2$ при 9.4 ГэВ, $\Omega = 1.5 \pm 0.1$ (где R — число степеней свободы).

В области энергий ~ 30 ГэВ результаты фитирования по формуле (7) дают: $N_q = 9.4 \pm 0.1$, $\overline{m}_g = 0.1 \pm 0.005$, $\alpha = 4.6 \pm 0.34$, $\Omega = 1.4 \pm 0.04$ при $\chi^2/R = 74/6$ с $M = 1$, увеличение числа M лишь ухудшает значения χ^2. В то же время формула (5) приводит к намного лучшим χ^2. Параметры, определённые в этом случае такие: $N_q = 17 \pm 6$, $\overline{m}_g = 0.82 \pm 0.19$, $\alpha = 0.55 \pm 0.8$, $\Omega = 1.91 \pm 0.06$ при $M = 4$ с $\chi^2/R = 39/6$.

Отсюда следует, что при энергии 9.4 ГэВ для описания данных достаточно учесть только тормозное излучение глюонов, а при энергиях ~ 30 ГэВ в партонном каскаде, очевидно, участвует и деление глюонов.

Проведённое рассмотрение показывает важность учёта нетеоретико возмущенческой стадии превращения цветных глюонов и кварков в адроны — адронизации при описании корреляций заряженных адронов в струях при достигнутых энергиях, проистекающую из того факта, что учёт только каскада КХД-стадии размножения глюонов и кварков по теории возмущений — не в состоянии описать имеющиеся экспериментальные данные по распределениям по множественности. При этом распределения по множественности заряженных адронов, рождающихся на стадии адронизации должны иметь характер сверхузких, типа биномиального с отрицательными значениями второго корреляционного момента.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Proceedings of the symposium on jets in high energy collisions, *Phys. Scr.* **19**, 66 (1979).
[2] A. Giovannini, *Nucl. Phys.* **B161**, 429 (1978).
[3] K. Konishi, A. Ukava, G. Veneziano, *Nucl. Phys.* **B157**, 45 (1979).
[4] Yu. Dokshitzer et al., *Phys. Rep.* **C58**, 269 (1980).
[5] Л. Ф. Жирков, В. И. Кувшинов, Б. А. Сотский, А. Д. Столяров, *ЯФ* **31**, 199 (1980).
[6] А. Т. Баруча-Рид, *Элементы теории марковских процессов и их приложения*, Наука 1969.
[7] P. Hoyer, *Acta Phys. Pol.* **B11**, 133 (1980).
[8] В. И. Кувшинов, Доклад на научной сессии ОЯФ АН СССР, Москва 1981.
[9] Ch. Berger et al., Preprint DESY 80/69 (1980).
[10] M. Garetto et al., *Lett. Nuovo Cimento* **7**, 35 (1973).
[11] A. Casher et al., *Phys. Rev.* **D10**, 732 (1974).
[12] Е. С. Кокоулина, В. И. Кувшинов, Препринт ИФ АН БССР, № 229, Минск 1980.