41

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
СО АН СССР

В.Н.Байер, А.Г.Грозин

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ НАИБЫСТРЕЙШИХ ПАРТОНОВ И АНДРОНОВ В АДРОННОЙ СТРУЕ

ПРЕПРИНТ ИЯФ 79 - 57

Новосибирск

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ НАИБЫСТРЕЙШИХ ПАРТОНОВ И АДРОНОВ В АДРОННОЙ СТРУЕ

В.Н.Байер, А.Г.Грозин

А Н Н О Т А Ц И Я

В главном логарифмическом приближении в квантовой хромодинамике вычислены распределения наибыстрейших в струе партонов и обсуждается их связь с распределением наибыстрейших адронов.

Образование струй адронов при взаимодействии частиц высокой энергии является одним из важных предсказаний партонной модели. В последнее время начали обсуждаться различные типы распределений адронов в струях и возможность их теоретического описания /I–3/. Согласно представлениям партонной модели (в частности, в рамках главного логарифмического приближения (ГЛП) квантовой хромодинамики (КХД)), наблюдаемые распределения адронов в определенной степени несут отпечаток исходных партонных распределений, возникающих при развитии партонного каскада при больших передачах импульса (по сравнению с характерным импульсом удержания $\mu \sim$ 300 МэВ/с), где применима расчетная схема модели. В данной работе в рамках ГЛП рассмотрено распределение наибыстрейших партонов (и адронов) в струе.

В партонной модели радиус корреляции партонов по шкале быстрот имеет порядок I, т.е. взаимодействуют лишь партоны с конечным относительным импульсом. Тогда наибыстрейший в струе адрон может образовываться только из наибыстрейшего партона и тех партонов, которые лежат в интервале порядка I левее него по шкале быстрот. В силу этого, распределение наибыстрейших адронов в струе должно примерно совпадать с распределением наибыстрейших партонов, отличаясь от него сдвигом (в меньшую сторону) на величину порядка I и размазкой по интервалу такой же величины.

При использовании ГЛП в КХД область шкалы быстрот, занятая наибыстрейшими партонами, логарифмически растет с энергией (вследствие нарушения скейлинга, в отличие от ортодоксальной партонной модели, см. например, /I/). Поэтому при асимптотически больших энергиях, когда указанный логарифм существенно превышает I, можно получить распределение наибыстрейших адронов непосредственно из КХД. Однако изучаемая сейчас область энергий еще далека от асимптотической. Тем не менее, сравнивая наблюдаемое распределение с предсказаниями модели для наибыстрейших партонов, можно получить информацию о процессе фрагментации партонов в адроны.

Вычислим распределение наибыстрейших партонов в рамках ГЛП в КХД. Введем обозначения: пусть x обозначает долю продольного импульса, несомую партоном; $\mathcal{D}_n(x_1, \dots x_n)$ – n –

частичную функцию распределения партонов, симметричную по всем аргументам и обращающуюся в 0, если $\sum_i x_i > 1$. Индексы, связанные с сортом партонов, будем опускать – интегрирование по x будет означать также суммирование по соответствующим индексам. Ясно, что при $x > 1/2$ распределение наибыстрейших партонов совпадает с полным распределением партонов, т.к. любой партон с $x > 1/2$ автоматически наибыстрейший, и дается функцией $\mathcal{D}_1(x)$. При $1/3 < x < 1/2$ правее выделенного партона в точке x может оказаться один партон, и мы должны вычесть вероятность этого события, равную $\int_x^1 \mathcal{D}_2(x, y_1)\, dy_1$. При $1/4 < x < 1/3$ правее выделенного партона в точке x может оказаться не только один, но и два партона. Мы уже вычли вероятность и этого события, но умноженную на 2, теперь её следует добавить, она равна $\frac{1}{2}\int_x^1 dy_1 \int_x^1 dy_2\, \mathcal{D}_3(x, y_1, y_2)$. Продолжая такие рассуждения, мы получаем формулу для распределения наибыстрейших партонов, справедливую при любых x:

$$Q(x) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n}{n!} \int_x^1 dy_1 \ldots \int_x^1 dy_n\, \mathcal{D}_{n+1}(x, y_1, \ldots, y_n) \qquad (1)$$

Убедимся в справедливости результата. Конфигурация с m партонами правее выделенного дает вклад в n-ый интеграл, равный $\binom{m}{n}$ x(вероятность такой конфигурации). Поскольку $\sum_n (-1)^n \binom{m}{n} = \delta_{m0}$, то вклад в сумму дают только конфигурации, когда партон в точке x является наибыстрейшим. Функция $Q(x)$ имеет нарушения аналитичности во всех точках $x = 1/n$. Это связано с тем, что когда мы находимся справа от точки x, то правее выделенного партона могут быть не более $n - 2$ партонов, а когда находимся слева, то не более $n - 1$, т.е. в точке $x = 1/n$ включается n-ый член суммы.

Функции $\mathcal{D}_n$ находятся при решении уравнений баланса партонов (см. /2/):

$$\frac{d\mathcal{D}_n(x_1, \ldots x_n; t)}{dt} = \sum_i \int_{x_i}^1 \frac{dy}{y} \Phi\left(\frac{x_i}{y}\right) \mathcal{D}_n(y, x_1 \ldots x_{i-1}, x_{i+1} \ldots x_n, t) \qquad (2)$$

$$+ \sum_{i<j} \Phi\left(\frac{x_i}{x_i + x_j}\right) \mathcal{D}_{n-1}(x_i + x_j, x_1 \ldots x_{i-1}, x_{i+1} \ldots x_{j-1}, x_{j+1} \ldots x_n; t)$$

где $t = \frac{1}{\beta_2} \ln \frac{\alpha_s(\mu^2)}{\alpha_s(q^2)}$, $\beta_2 = \frac{11}{3}N - \frac{2}{3}n_f$ для цветовой группы $SU(N)$ и n_f ароматов кварков, $\alpha_s(q^2)$ – константа связи, q^2 – квадрат исходной передачи импульса, $q^2 \simeq 4E^2$ для случая электрон-позитронной аннигиляции, E – энергия каждой из начальных частиц; $\Phi(x)$ – регуляризованные ядра (см. /2, 4/):

$$\Phi_q^{\,q}(x) = 2C_2\left[\frac{1+x^2}{(1-x)_+} + \frac{3}{2}\delta(1-x)\right],$$

$$\Phi_q^{\,g}(x) = 2C_2 \frac{1+(1-x)^2}{x}, \quad \Phi_g^{\,q}(x) = x^2 + (1-x)^2;$$

$$\Phi_g^{\,g}(x) = 4N\left[\frac{x}{(1-x)_+} + \frac{1-x}{x} + x(1-x) + \left(\frac{11}{12} - \frac{n_f}{6C_2}\right)\delta(1-x)\right]$$

здесь индекс q означает кварк, индекс g – глюон, ядро $\Phi_A^{\,B}$ описывает переход $A \to B$, обобщенная функция $\frac{1}{(1-x)_+}$ определена так, что $\int dx \frac{f(x)}{(1-x)_+} = \int dx \frac{(f(x) - f(1))}{1-x}$, $C_2 = \frac{N^2-1}{2N}$ как уже отмечалось, $\mathcal{D}_n$ представляет столбец, каждая компонента которого описывает определенный сорт партонов.

Уравнения (2) могут быть решены с помощью преобразования Лапласа по t и $u = -\ln x$ (см. /3/), в итоге имеем

$$\mathcal{D}_n(l_1, \ldots l_n; \nu) = \frac{\sum \Phi(l_i, l_j)\, \mathcal{D}_{n-1}(l_i + l_j - 1, l_1 \ldots l_{i-1}, l_{i+1} \ldots l_{j-1}, l_{j+1} \ldots l_n; \nu)}{\nu - \phi(l_1) - \ldots - \phi(l_n)} \qquad (3)$$

где

$$\Phi(l_1, l_2) = \int_0^1 dx\, x^{l_1 - 1}(1-x)^{l_2 - 1}\Phi(x), \quad \Phi(l) = \int_0^1 dx\, x^{l-1}\Phi(x)$$

После преобразования Лапласа уравнение (I) приобретает вид:

$$Q(l) = \sum \frac{(-1)^n}{n!} \int \frac{dj_1}{2\pi i} \ldots \int \frac{dj_n}{2\pi i} \frac{\mathcal{D}_{n+1}(l - j_1 - \ldots - j_n, j_1 + 1, \ldots j_n + 1; \nu)}{j_1 j_2 \ldots j_n} \qquad (4)$$

Из выражений (4) и (3) видно, что сложность формул стремительно нарастает с уменьшением x. Поэтому разумным способом получения количественных результатов является монтекарловское моделирование процесса распада. Оно дает возможность определять характеристики струй, зависящие от многопартонных корреляций, такие, как распределение наибыстрейших партонов, не вычисляя многочастичных функций распределения.

На рис.I показаны результаты моделирования для энергии $E = 20$ ГэВ, при $n_f = 4$, $N = 3$. Накоплена статистика 2226 событий. Рассматривалась кварковая струя, возникшая при e^-e^+ аннигиляции. Полагалось, что c и $\bar{c}$ кварки выпадают из каскада при виртуальности порядка m_c^2, а остальные партоны продолжают распадаться до характерных виртуальностей μ^2. Видно, что распределение наибыстрейших c кварков несколько сдвинуто вправо по сравнению с распределением наибыстрейших легких кварков. Это связано с тем, что они раньше выпадают из каскада. Логарифмическое расширение распределения по быстроте, о котором говорилось выше, при рассматриваемой энергии еще не проявляется.

Чтобы получить правдоподобные распределения наибыстрейших мезонов при реальных энергиях, нужна модель фрагментации. Используя идеологию мягкого обесцвечивания (см. /2/), можно ввести функцию $\omega(x)$ распределения наибыстрейших адронов, получившихся при фрагментации данного партона. Ширина этого распределения по шкале быстрот порядка I, она и определяет размазку при фрагментации. При $x > 1/2$ распределение наибыстрейших адронов совпадает с полным, а его асимптотика при $x \to 1$ ведет себя как $const\,(1-x)^2$. При $x < 1/2$ функция $\omega(x)$ должна быстро убывать. В силу сказанного использовалась функция $\omega(x) = 24\,(1-x)^2\,\vartheta\,(x - 1/2)$. Полученные результаты приведены на рис.2. Предполагая также, что наибыстрейшей частицей, образовавшейся при фрагментации c или $\bar{c}$ кварка, является очарованный мезон, при той же функции $\omega(x)$ получаем распределения наибыстрейших обычных и очарованных мезонов, также приведенные на рис.2. Распределение наибыстрейших очарованных мезонов несколько сдвинуто вправо по сравнению с распределением наибыстрейших обычных мезонов. Это качественное предсказание не зависит от рассмотренной конкретной модели и вытекает из аналогичного факта для c кварков в предположении, что механизм их фрагментации не отличается существенно от механизма для легких кварков. Этот результат специфичен для КХД, для ортодоксальной партонной модели (см. /I/) эти распределения совпадали бы.

Интересно сравнить наши результаты с предсказаниями /I/. Среднее значение $\bar{x}$ для распределения наибыстрейших мезонов (см. рис.2) логарифмически смещается влево с ростом энергии, тогда как в /I/ оно фиксировано. В области доступных (или планируемых) энергий $\bar{x}$ ($E = 20$ ГэВ) $= 0{,}4I$, $\bar{x}$ ($E = 50$ ГэВ) $= 0{,}39$ и в /I/ $\bar{x} = 0{,}39$. Однако форма кривой распределения здесь и в /I/ различна. В /I/ правый хвост кривой распределения лежит существенно выше, чем на рис.2. В основном это связано с другой формой функции фрагментации, которая в /I/ не обращается в нуль при $x = 1$. Вследствие этого различны также ширины на полувысоте: здесь 0,43 и в /I/ – 0,24. Если ГЛП в КХД является адекватным аппаратом для описания струй, то единственным гипотетическим элементом в данной работе была функция $\omega(x)$. Следовательно, сравнивая результат расчета с экспериментом, мы получаем информацию об этой функции, описывающей фрагментацию партонов в адроны.

Литература

1. R.D.Field, R.P.Feynman. Nucl. Physics B136, 1 (1978).
2. Ю.Л.Докшицер, Д.И.Дьяконов. Материалы XIУ зимней школы ЛИЯФ. Ленинград (1979).
3. K.Konishi, A.Ukawa, G.Veneziano. Phys. Letters B78, 243 (197
4. G.Altarelli, G.Parisi. Nucl. Phys. B126, 298 (1977).

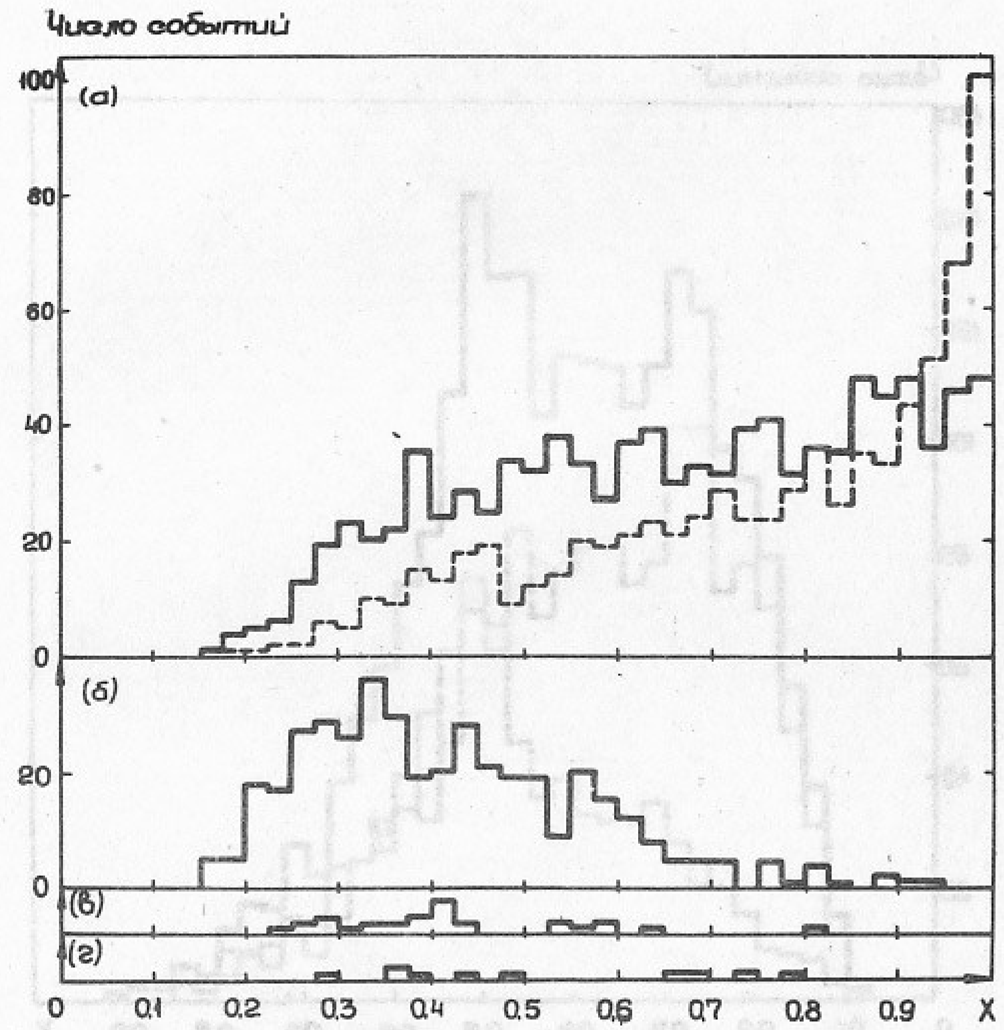

Рис.I. Распределения наибыстрейших партонов (разыграно 2226 событий)
(а) Сплошная линия – легкие кварки, количество n = = IOI3, среднее значение $\bar{x}$ = 0,67, среднее квадратичное отклонение σ_x = 0,2I. Штриховая линия – очарованные кварки с; n = 762, $\bar{x}$ = 0,76, σ_x =0,20.
(б) Глюоны; n = 4I2, $\bar{x}$ = 0,42, σ_x = 0,I5.
(в) Легкие антикварки; n = 29, $\bar{x}$ = 0,42, σ_x = 0,I3.
(г) Антикварки $\bar{c}$; n = I0, $\bar{x}$ = 0,52, σ_x = 0,I7.

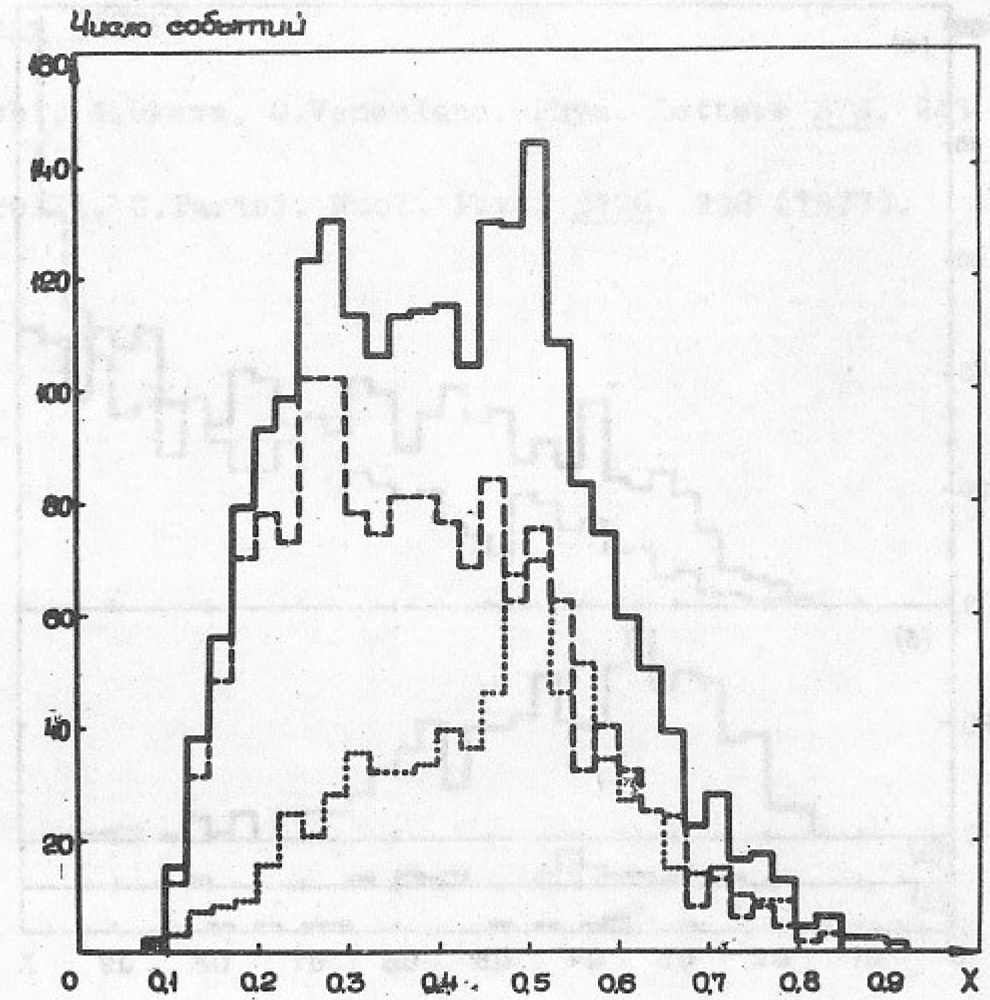

Рис.2. Распределения наибыстрейших мезонов. Сплошная линия – суммарное распределение; $n = 2226$, $\bar{x} = 0{,}4I$, $\sigma_x = 0{,}I6$. Штриховая линия – вклад всех мезонов, кроме очарованных; $n = I456$, $\bar{x} = 0{,}38$, $\sigma_x = 0{,}I5$. Пунктирная линия – вклад очарованных мезонов $n = 7I0$, $\bar{x} = 0{,}47$, $\sigma_x = 0{,}I5$.

Работа поступила – 27 июня I979 г.

Ответственный за выпуск – С.Г.ПОПОВ
Подписано к печати I2.07.I979 г. МН 00560
Усл. 0,5 печ.л., 0,4 учетно-изд.л.
Тираж 200 экз. Бесплатно
Заказ № 57

Отпечатано на ротапринте ИЯФ СО АН СССР