

## О ЗАВИСИМОСТИ ПОПЕРЕЧНОГО ИМПУЛЬСА ОТ МНОЖЕСТВЕННОСТИ В ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ МНОЖЕСТВЕННОГО РОЖДЕНИЯ

Ю.А.Тарасов

Проводятся теоретические вычисления зависимости  $\bar{p}_\perp$  от множественности вторичных частиц. Вычисления основаны на гидродинамической картине столкновений глюонных кластеров нуклонов. Обнаружено количественное согласие с экспериментальными данными, полученными на коллайдере.

Недавно значительное внимание привлекли экспериментальные данные по зависимости  $\bar{p}_\perp$  от множественности, полученные на коллайдере <sup>1</sup>. Обнаружен сначала быстрый рост  $\bar{p}_\perp$  при увеличении плотности заряженных частиц  $N_{ch}/\Delta y$  в центральной области быстрой  $|\Delta y_c| \leq 2,5$ , а затем кривая становится почти плоской. Одно из возможных объяснений состояло в наличии фазового перехода кварки-адроны <sup>2</sup> в области плоской кривой  $\bar{p}_\perp(N_{ch})$ . Однако такое объяснение сталкивается с трудностью, поскольку аналогичная зависимость для энергий ISR отличается как по характеру, так и по величине  $\bar{p}_\perp$ . Другие возможные интерпретации зависимости  $\bar{p}_\perp(N_{ch})$  <sup>3-5</sup> сталкиваются с такой же трудностью. В работе <sup>5</sup> предполагается, что коэффициент неупругости  $K$  падает с увеличением энергии – от 0,5 для энергий ISR до 0,3 при  $\sqrt{s} = 540$  ГэВ, так как иначе рост  $\bar{p}_\perp(s)$  с энергией оказывается слишком сильным. По-видимому, вычисление зависимости  $\bar{p}_\perp(s)$  является основной трудностью ряда моделей.

Ранее мы получили зависимость  $\bar{p}_\perp(s)$  <sup>6</sup>, используя среднее значение коэффициента неупругости  $\bar{K} \approx 0,5$ . Однако для вычисления корреляций между  $\bar{p}_\perp$  и  $N_{ch}$  этого недостаточно – требуется найти распределение глюонных кластеров сталкивающихся нуклонов по инвариантной массе  $M$ . Для этого надо найти распределение кластеров  $D_1$  по доле их энергии в нуклоне. Нами найдено распределение трех валентных кварков  $uud$  по их полной доле энергии в нуклоне, используя реджевские выражения <sup>7, 8</sup> для распределений  $u$ - и  $d$ -кварков:

$$u(x) = c_1 x^{-\alpha_R(0)} (1-x)^{\alpha_R(0) - 2\alpha_N(0)}, \quad (1)$$

где  $\alpha_R(0) \approx 0,5$ ;  $\alpha_N(0) \approx -0,4$  – пересечения бозонных и нуклонных траекторий Редже, и из условия нормировки:

$$c_1 = [B(\alpha_R(0), \nu_u + 1)]^{-1}, \quad \nu_u = \alpha_R(0) - 2\alpha_N(0).$$

Функция  $d(x)$  содержит лишнюю степень  $(1-x)$ .

Требуется найти функцию распределения трех кварков  $G_{uud}(x_1, x_2, x_3)$ , из которой получаем однокварковые распределения. Например:

$$u(x) = \iiint G_{uud}(x_1, x_2, x_3) \delta(x - x_1) \theta(1 - x_1 - x_2 - x_3) dx_1 dx_2 dx_3 \quad (2)$$

и аналогично для  $d(x)$ . Можно показать, что уравнениям типа (2) удовлетворяет функция  $G_{uud}$  в виде произведения неизвестных функций  $\varphi_u(x_1)\varphi_u(x_2)\varphi_d(x_3)$ . Для функций  $\varphi_u$  и  $\varphi_d$  получена система двух нелинейных интегральных уравнений, которая была решена путем разложения функций  $\varphi_u$  и  $\varphi_d$  в ряды по степеням  $\xi = (1-x)$  (с наибольшей ошибкой  $\sim 10\%$  при малых  $x$ ). Решение (в числах) имеет вид

$$G_{uud} = \frac{0,51(1 - 0,45x_1 + 0,1x_1^2)(1 - x_1)^{1,3}}{x_1^{1/2}} \prod_{i=2}^3 \frac{(1 - x_i)^{0,3}}{x_i^{1/2}} (1 - 0,62x_i + 0,14x_i^2). \quad (3)$$

Отсюда находим распределение трех валентных кварков  $f(x)$  по их полной доле энергии  $x$

в протоне:

$$f(x) = \iiint G_{uud}(x_1, x_2, x_3) \delta(x - x_1 - x_2 - x_3) dx_1 dx_2 dx_3. \quad (4)$$

В данной работе предполагается, что лидирующие частицы образуются из валентных кварков сталкивающихся адронов. Кластеры, состоящие в основном из глюонов, взаимодействуют сильно и дают множественность адронов в центральной области. Распределение кластеров  $D_1$  по их полной доле энергии определяется формулой

$$D_1(x) = f(1-x). \quad (5)$$

Расчет дает для средней доли энергии кластеров

$$\bar{x} = \int_0^1 x D_1(x) dx \approx 0,51.$$

Распределение глюонных кластеров по инвариантной массе  $M$  определяется формулой

$$D(\mu) = \int_0^1 \int_0^1 D_1(x_1) D_1(x_2) \delta(x_1 x_2 - \mu) dx_1 dx_2, \quad (6)$$

где  $\mu \equiv M^2/s$ . Опуская промежуточные аналитические и численные расчеты, приводим функцию  $D(\mu)$  на рис. 1.

Экспериментальные данные <sup>9</sup> показывают, что распределение лидирующих протонов по доле энергии в области  $0,1 \leq x \leq 0,9$  мало отличается от плоского  $f(x) \approx \text{const}$  (при энергиях ISR). Интересно отметить, что это приводит, согласно формуле (6), к функции  $D(\mu) \approx \ln 1/\mu$ , которая близка к полученной в нашей модели (см. рис. 1). Однако, например, в модели валонов <sup>10, 11</sup>, т. е. конститuentных кварков, которые несут всю энергию нуклона,  $D(\mu)$  имеет вид функции с максимумом (и  $D(0) = 0$ ):

$$D(\mu) = \left(\frac{105}{16}\right)^2 \mu^{1/2} \left[ (1 + 4\mu + \mu^2) \ln \frac{1}{\mu} - 3(1 - \mu^2) \right].$$

Аналогичный расчет приводит здесь к заниженным значениям коэффициента неупругости, а также  $\bar{N}_{ch}$  и  $\bar{p}_\perp$  (для ISR и коллайдера).

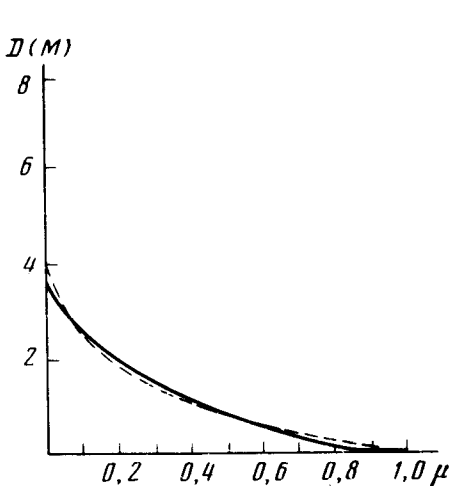


Рис. 1

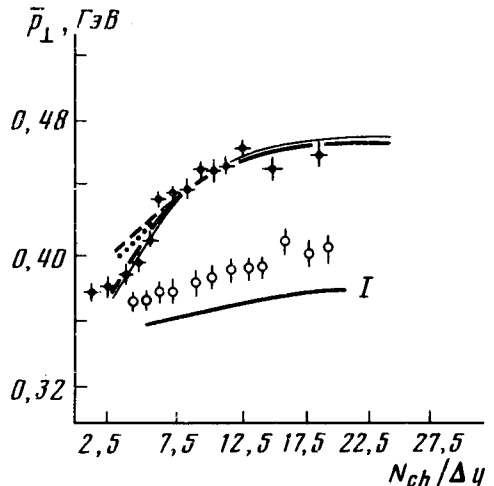


Рис. 2

Рис. 1. Сплошная кривая – функция  $D(\mu)$  в нашей модели, штриховая – функция  $\ln(1/\mu)$

Рис. 2. Сплошная кривая – функция  $\bar{p}_\perp(N_{ch})$  для  $p_n^{(6)}$  с учетом сдвигов по быстроте, сплошная тонкая – та же функция для Пуассона (коллайдер). Штриховая и пунктирные кривые – соответственно те же функции без учета сдвигов по быстроте. Кривая I – функция  $\bar{p}_\perp(N_{ch})$  для  $\sqrt{s} = 63$  ГэВ: ● – экспериментальные данные для  $\sqrt{s} = 540$  ГэВ, ○ – экспериментальные данные для  $\sqrt{s} = 63$  ГэВ

При столкновениях глюонных кластеров нуклонов в сжатом объеме образуется кварк-глюонная плазма, на образование которой идет доля энергии  $M/\sqrt{s}$ . Расширение плазмы и образование адронов описывается гидродинамической картиной<sup>6</sup>. Зная распределение  $D(\mu)$ , можно вычислить величины  $\bar{N}_{ch}$ ,  $\bar{p}_\perp$ , дисперсию и другие характеристики. Это будет изложено в отдельной работе. При этом следует отметить, что распределение по множественности для  $\sqrt{s} = 540$  ГэВ при больших множественностях  $N_{ch} > 2\bar{N}_{ch}$  хорошо описывается не распределением Пуассона для каждого значения  $\mu$  (как для энергий ISR), а распределением Бозе-Эйнштейна  $p_n^{(K)}$  квантов с  $K$  тепловыми источниками при  $K \simeq 6$ . С увеличением энергии число  $K$  уменьшается. Однако отличие от Пуассона практически не влияет на зависимость  $\bar{p}_\perp(N_{ch})$  (см. рис. 2).

Следует отметить, что центр инерции глюонных кластеров нуклонов с разными долями энергии  $x_1$  и  $x_2$  движется в Ц-системе начальных нуклонов, и это значительно усложняет расчет  $\bar{p}_\perp(N_{ch})$ . В центральную область быстрой  $|y_c| \leq 2,5$  попадают вторичные адроны с краев быстрой для кластеров, где значения  $\bar{p}_\perp(y)$  меньше, чем в центре вследствие спадающего профиля температуры<sup>6, 12</sup>. Это приводит к хорошему согласию величины  $\bar{p}_\perp(N_{ch})$  с экспериментом на коллайдере на левом краю кривой (при небольших  $N_{ch}/\Delta y$ ). Формула для  $\bar{p}_\perp(N_{ch})$  с учетом этого движения, т. е. сдвигов по быстрой, имеет вид

$$\bar{p}_\perp(N_{ch}) = \frac{\int_0^1 d\mu \int_{\mu}^1 \frac{dx_1}{x_1} D_1(x_1) D_1(\mu/x_1) p_n^{(6)}[\bar{N}(\mu, x_1)] \bar{p}_\perp(\mu, x_1)}{\int_0^1 d\mu \int_{\mu}^1 \frac{dx_1}{x_1} D_1(x_1) D_1(\mu/x_1) p_n^{(6)}[\bar{N}(\mu, x_1)]} \quad (7)$$

Здесь величины  $\bar{N}(\mu, x_1)$  и  $\bar{p}_\perp(\mu, x_1)$  — значения  $\bar{N}_{ch}$  и  $\bar{p}_\perp$  в области  $|y_c| \leq 2,5$ , вычисленные с учетом сдвигов по быстрой. Результаты приведены на рис. 2. Видно, что учет сдвигов уменьшает значение  $\bar{p}_\perp(N_{ch})$  для коллайдера от 0,4 до 0,37 ГэВ/с на левом краю (при  $N_{ch}/\Delta y \simeq 2,5$ ). При достаточно больших множественностях  $N_{ch}$  влияние сдвигов несущественно.

Для энергий ISR поперечный импульс  $\bar{p}_\perp(y)$  меняется слабо<sup>6, 12</sup>, поэтому кривая  $\bar{p}_\perp(N_{ch})$  более плоская. Для энергии  $\sqrt{s} = 63$  ГэВ при  $|y_c| \leq 2$  кривая лежит несколько ниже экспериментальных данных. Возможная причина состоит в том, что, как отмечают авторы<sup>13</sup>, экспериментальные значения  $\bar{p}_\perp$  завышены на  $\sim 5\%$ .

Таким образом, гидродинамическая теория дает количественное описание корреляций между  $\bar{p}_\perp$  и множественностью при различных энергиях.

В заключение выражаю признательность Е.Л.Фейнбергу, И.В.Андрееву, И.М.Дремину и особенно И.И.Ройзену за полезные обсуждения.

#### Литература

1. Aruison G. et al. Phys. Lett. B, 1982, 118, 167.
2. Van Hove L. Phys. Lett. B, 1982, 118, 138.
3. Barshay S. Phys. Lett. B, 1983, 127, 129.
4. Hama Y., Navarra F. Phys. Lett., 1983, 129, 251.
5. Fowler G. et al. Phys. Lett. B, 1984, 145, 407.
6. Тарасов Ю.А. ЯФ, 1985, 42, 411.
7. Cohen-Tannodji G. et al. Phys. Rev. D, 1978, 17, 2930.
8. Кайдалов А.Б., Тер-Мартirosян К.А. ЯФ, 1984, 39, 1545.
9. Basile M. et al. Lett. Nuovo Cim., 1984, 41, 298.
10. Hwa R.C. Phys. Rev. D, 1980, 22, 1593.
11. Takagi F. Z. Phys. C, 1982, 13, 301.
12. Breakstone A. et al. Phys. Lett. B, 1983, 132, 463.