

## ПРОЯВЛЕНИЕ СЛИЯНИЯ ПАРТОНОВ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ ПО СТОЛКНОВЕНИЯМ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

*А.В.Батунин, О.П.Ющенко*

*Институт физики высоких энергий  
142284, Протвино*

Поступила в редакцию 7 марта 1991 г.

После переработки 26 апреля 1991 г.

Обнаруженное в экспериментах ЕМУО1-коллораации отклонение от линейной зависимости дисперсии от множественности при изменении интервала по быстрой объясняется в рамках модели с рекомбинацией партонов  $2 \rightarrow 1$ .

Недавно появились новые экспериментальные данные ЕМУО1-коллораации (ЦЕРН) о распределениях по множественности в различных интервалах по быстрой частиц с зарядом единица в столкновениях тяжелых ионов с эмульсией. Использовались пучки  $^{16}\text{O}$  и  $^{28}\text{Si}$  с энергией 14,6А ГэВ,  $^{16}\text{O}$  с энергией 60А ГэВ,  $^{16}\text{O}$  и  $^{32}\text{S}$  с энергией 200А ГэВ<sup>1</sup>.

Наблюдавшаяся линейная зависимость между дисперсией распределения и средней множественностью объяснялась отсутствием корреляции при рождении частиц в пространстве быстрой<sup>1,2</sup>. Однако при больших "окнах" по быстрой линейная зависимость заметно нарушалась, что приписывалось отрицательной корреляции между частицами из центра и из области фрагментации пучка.

Мы предлагаем модель<sup>3,4</sup>, не только качественно, но и количественно описывающую данное явление. Суть ее заключается в следующем: в партонном каскаде с рождением  $1 \rightarrow 2$  возможен одновременно и обратный процесс, рекомбинация  $2 \rightarrow 1$ . Последняя становится заметной при большой плотности партонов в области взаимодействия сталкивающихся ионов.

Независимое рождение партонов в каскаде  $1 \rightarrow 2$  приводит, как известно<sup>5</sup>, к отрицательному биномиальному распределению (ОБР) с производящей функцией  $G^{\text{ОБР}}(z, \tau)$ :

$$G^{\text{ОБР}}(z, \tau) = \left( \frac{z}{z - (z-1) \langle n(\tau) \rangle / m} \right)^m, \quad (1)$$

где  $\tau$  - параметр эволюции каскада,  $m$  - начальное число партонов,  $\langle n \rangle$  - средняя множественность партонов.

Если мы определим дисперсию  $k$ -го порядка  $\sigma_k$  как

$$\sigma_k = \{ \langle (n - \langle n \rangle)^k \rangle \}^{1/k},$$

то легко найти для отрицательного биномиального распределения, что

$$\sigma_2 = \{ \langle n \rangle^2 / m - \langle n \rangle \}^{1/2},$$

$$\sigma_3 = \{ 2 \langle n \rangle^3 / m^2 - 3 \langle n \rangle^2 / m + \langle n \rangle \}^{1/3}, \quad n \geq m.$$

Для  $\langle n \rangle \gg 1$ , мы имеем  $\sigma_2, \sigma_3 \ll \langle n \rangle$ , что и наблюдалось в действительности<sup>1</sup> в малых (центральных) интервалах по быстрой. При расширении интервала увеличивается число участвующих партонов, и мы вправе ожидать проявления рекомбинации  $2 \rightarrow 1$ .

Рекомбинация партонов вводится по аналогии с классической картиной столкновений частиц в идеальном газе <sup>6</sup>. Вероятность  $\nu$  рекомбинации одного партона в любом другом из  $n$  партонов за время  $\Delta\tau \ll 1$  определяется отношением

$$\nu = R/L,$$

где  $R$  - средний радиус области взаимодействия сталкивающихся ионов, а  $L$  - средняя длина свободного пробега партона,  $L = 1/\sigma N$ . Здесь через  $\sigma$  обозначено среднее сечение рассеяния партона, а через  $N$  - концентрация партонов в области взаимодействия. Из-за лоренцева сокращения в направлении начального пучка эффективно имеем двумерную картину.

Тогда "площадь" взаимодействия  $S_{int}$  можно записать в виде

$$S_{int} = A^{2/3} \pi r^2(s),$$

где  $A$  - атомный вес налетающего иона, а  $r(s)$  - радиус взаимодействия отдельного нуклона. Беря в первом приближении

$$r(s) = r_0 \ln(s/s_0), \quad r_0 = \text{const}, \quad s_0 = 1 \quad \Gamma \uparrow B^2,$$

мы получаем

$$N = d/\pi r_0^2, \quad d = n/\{A^{2/3} \ln^2(s/s_0)\}.$$

По размерности  $\sigma \propto s^{-1/2}$ , так что окончательно имеем

$$\nu \propto n/\{A^{1/3} \sqrt{s} \ln(s/s_0)\}.$$

Вероятность  $\nu_{n+1}$  перехода в каскаде ( $n+1$  партон  $\rightarrow n$  партонов) для  $\Delta\tau \ll 1$  выражается тогда следующим образом <sup>6</sup>:

$$\nu_{n+1} = (n+1)\nu/2.$$

В результате мы получаем уравнение на производящую функцию  $G(z, \tau) = \Sigma P_n(\tau) z^n$  для каскада  $1 \rightarrow 2 \oplus 2 \rightarrow 1$  <sup>4</sup>:

$$\dot{G}(z, y) = z(z-1)\{G'(z, y) - \alpha(y)G''(z, y)\}, \quad (2)$$

где точка (штрих) обозначает дифференцирование по  $y$  (по  $z$ ),  $y = \delta \ln(s/\Lambda^2)$  и

$$\alpha(y) \propto \exp(-y/2\delta)/\{A^{1/3}(y-y_0)\}, \quad y_0 = \delta \ln(s_0/\Lambda^2). \quad (3)$$

Здесь  $\Lambda = 0,2$  ГэВ, а  $\delta = (\ln \langle n(s) \rangle_{\text{ксп}}^{pp} - \ln 1,93)/\ln(s/s_0) \cong 0,225$  для энергий  $5 \div 900$  ГэВ <sup>4</sup>.

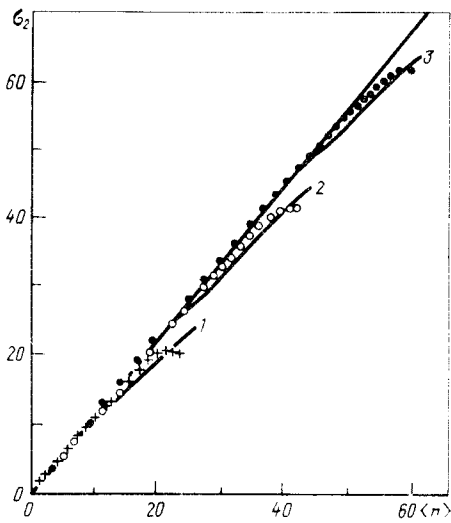
Выражение (1) есть решение уравнения (2) при  $\alpha = 0$ . В случае  $\alpha = \text{const} \neq 0$  уравнение (2) имеет при  $\tau \rightarrow \infty$  стационарное решение в виде распределения Пуассона (РП) с  $\sigma_2 = \langle n \rangle^{1/2} = \alpha^{-1/2}$  <sup>3</sup>.

Заметим, что в экспериментах ЕМУО1-коллораборции менялись интервалы по быстроте при фиксированных значениях энергии  $\sqrt{s^*}$  и фиксированном  $\Lambda$  ( $\Lambda = 16$  на рисунке). Тогда из (3) следует, что  $\alpha = \text{const}$ .

С другой стороны, из определения быстроты  $\eta$  легко получить, что

$$\eta_{max} \cong \ln \sqrt{s^*/m_N^2} \cong \ln \sqrt{s^*/s_0} = (y - y_0)/2\delta.$$

Следовательно, заданные  $s^*$  и  $\Lambda$  однозначно определяют как значение  $\alpha$ , так и максимальный размер "окна" по быстроте. Тогда уравнение (2) определяет



Зависимость дисперсии  $\sigma_2$  от средней множественности  $\langle n \rangle$  при вариации интервалов по быстроте. Экспериментальные точки: 14,6А ГэВ (+), 60А ГэВ (o), 200А ГэВ (•) <sup>1</sup>. Теоретические кривые 1, 2, 3 вычислены из уравнения (4) при  $\alpha = 5 \cdot 10^{-3}$ ,  $1,8 \cdot 10^{-3}$  и  $0,8 \cdot 10^{-3}$ , соответственно. Прямая отвечает отрицательному биномиальному распределению при  $m = 0,76$

эволюцию каскада  $1 \rightarrow 2 \oplus 2 \rightarrow 1$  по быстроте от нуля до  $\eta_{max}$  при постоянном  $\alpha$ :

$$G_n(z, \eta) = 2\delta z(z-1)\{G'(z, \eta) - \alpha G''(z, \eta)\}.$$

Значит, при достаточно больших  $\eta$  произойдет переход от отрицательного биномиального распределения к распределению Пуассона, и чем меньше будет значение  $\alpha$  (что соответствует большей энергии при фиксированном  $A$ ), тем позже отклонение от отрицательного биномиального распределения станет заметным.

Из формулы (3) легко найти отношение значений  $\alpha$  (50 : 18 : 8) при  $A = 16$  для экспериментальных энергий  $P_{lab} = 14,6; 60$  и  $200$ А ГэВ/с, соответственно. Численно решая уравнение (4) при разных значениях  $\alpha$ , мы находим зависимость  $\sigma_2(\langle n \rangle)$  при этих  $\alpha$ . Теперь нам достаточно найти хотя бы одно значение  $\alpha$ , при котором теоретическая кривая совпадала бы с экспериментальной (что достигается с помощью фита), чтобы делать предсказания для любых энергий и любых  $A$ ! На рисунке изображены вычисленные зависимости  $\sigma_2(\langle n \rangle)$  в сравнении с экспериментальными.

Итак, модель классического каскада с рекомбинацией партонов по типу столкновений молекул в идеальном газе в состоянии количественно описать наблюдаемые в столкновениях тяжелых ионов зависимости дисперсий от множественности при вариации интервалов по быстроте.

Мы благодарим Адамовича М.И. за обсуждение данных ЕМУО1-коллаборации, а также Копелиовича Б.З. и других участников XX Бакурианской школы по физике элементарных частиц за высказанные замечания.

## Литература

1. Adamovich M.I. et al. EMUO1-collab. Phys.Lett., 1990, B242, 512.
  2. Pengfei Z., Lianshou L. Phys. Rev., 1990, D42, 848.
  3. Batunin A.V. Phys. Lett., 1988, 212B, 495; Письма в ЖЭТФ, 1988, 47, 286.
  4. Batunin A.V., Yuschenko O.P. Mod. Phys. Lett., 1990, A5, 2377.
  5. Giovannini A. Nucl. Phys., 1979, B161, 429; Cvitanovic P. et al. Nucl. Phys., 1980, B176, 429.
  6. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Статистическая физика. М.: Наука, 1976.
-