объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

Р2-83-312

Я.З.Дарбаидзе, А.Н.Сисакян,
Л.А.Слепченко, Г.Т.Торосян

СОВМЕСТНЫЙ АВТОМОДЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ПРОДОЛЬНЫХ И ПОПЕРЕЧНЫХ ПОЛУИНКЛЮЗИВНЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ В $\bar{p}p$-СОУДАРЕНИЯХ ПРИ $\sqrt{S}$ = 540 ГэВ

Направлено в оргкомитет Международной Еврофизической конференции по физике высоких энергий.
Брайтон, Великобритания, 20-27 июля 1983 года.

1983

Как показывает оработка данных по $\bar{p}p$-соударениям при $\sqrt{S}$ = 540 ГэВ (UA5 эксперимент)/I/, распределения по псевдобыстроте η при фиксированной множественности n_c сужаются, а пик распределения растет с ростом n_c. Дальнейшее увеличение стастики позволило выявить для этих распределений эффект типа "чайки" при малых n_c (UAI группа)/2/, обнаруженный ранее при энергиях ISR CERN /3/. Было также обнаружено расширение одночастичных полуинклюзивных поперечных спектров при больших $p_\perp$ с ростом множественности n_c /4/.

В свете этих данных встает вопрос о возможности объяснения в рамках единого механизма рождения наблюдаемые эффекты.

В настоящей работе предложена попытка совместного описания полуинклюзивных распределений по переменным $p_\perp$ и η в $\bar{p}p$-соударениях при $\sqrt{S}$ = 540 ГэВ.

Рассмотрим систему уравнений в ренормгрупповом подходе, описывающую рождение нескольких адронных систем/5/. Её решение с учетом принципа "максимальной" автомодельности/6/ приводит к следующему выражению для полуинклюзивного дифференциального сечения/7/:

$$E\frac{d\sigma_{n_c}}{d\vec{p}} = \frac{E\frac{d\sigma}{d\vec{p}}}{\langle n_c(\vec{p})\rangle + \alpha_c(\vec{p})} \cdot F(z_c, \kappa)\,, \qquad (I)$$

где полностью инклюзивное сечение $E\frac{d\sigma}{d\vec{p}}$ представляется следующим образом:

$$E\frac{d\sigma}{d\vec{p}} = E\frac{d\sigma}{d\vec{p}_o}\left[1 + \frac{\gamma_c}{a}\left(\langle n_c(\vec{p}_o)\rangle + \alpha_c(\vec{p}_o)\right)\cdot\tau\right]^{-a}, \qquad (2)$$

$\vec{p}_o$ - некоторое фиксированное при решении ренормгруппового уравнения "начальное" значение импульса, $\tau = \ln\frac{p\cdot p_o}{p_o^2}$ - "временная" эволюционная компонента ренормгруппового уравнения, γ_i - аномальные размерности i = I, ... , K видов полей частиц, параметр a задается соотношением

$$\sum_{i,j=1}^{K} \frac{\langle n_i n_j \rangle}{\langle n_i \rangle \langle n_j \rangle} = K^2 \left(\frac{1}{a} + 1 \right) . \qquad (3)$$

Как видно из (3), параметр a имеет смысл, аналогичный параметру Вроолевского: в самом деле, при K = I $\sqrt{a} = \frac{\langle n \rangle}{D}$.

$\alpha_c(\vec{p})$ - "приведенная" ассоциативная множественность лидирующих компонент:

$$\alpha_c(\vec{p}) = \sum_{i=2}^{K} \frac{\gamma_i}{\gamma_c} \langle n_i(\vec{p}) \rangle , \qquad (4)$$

а средняя ассоциативная множественность $\langle n_c(\vec{p}) \rangle$ в рассматриваемой схеме представляется в виде

$$\langle n_c(\vec{p}) \rangle = \frac{\langle n_c(\vec{p}_0) \rangle}{1 + \frac{\gamma_c}{a} \left[\langle n_c(\vec{p}_0) \rangle + \alpha_c(\vec{p}_0) \right] \cdot \tau} . \qquad (5)$$

Автомодельная функция $F(z_c, K)$ не зависит явно от энергии и представляется в виде (см. /7/)

$$F(z_c, K) = \frac{\Gamma(K)}{\Gamma(a)} a^a \cdot z_c^{a-1} e^{-a z_c} \Psi(K-1, a, a z_c) , \qquad (6)$$

где $\Psi(\alpha, \beta, x)$ - вырожденная гипергеометрическая функция, а масштабная переменная имеет вид

$$z_c = \frac{n_c}{\langle n_c(\vec{p}) \rangle + \alpha_c(\vec{p})} . \qquad (7)$$

Рассмотрим далее предел большого числа коррелированных компонент:

$$K \gg \frac{\gamma_c \langle n_c(\vec{p}_0) \rangle \cdot \tau}{a} \gg 1 . \qquad (8)$$

В этом случае легко получить следующие соотношения:

$$\gamma_i \langle n_i(\vec{p}) \rangle = \gamma_j \langle n_j(\vec{p}) \rangle , \qquad i,j = 1, \dots, K ,$$

$$\alpha_c(\vec{p}) = (K-1) \langle n_c(\vec{p}) \rangle , \qquad (9)$$

$$z_c = \frac{1}{K} \frac{n_c}{\langle n_c(\vec{p}) \rangle} .$$

Подставляя выражения (9) в формулу (I), находим

$$E \frac{d\sigma_{n_c}}{d\vec{p}} = A \cdot \tau^{-\frac{a-1}{2}} \cdot K_{a-1}\left(2\sqrt{\varkappa_{n_c} \cdot \tau} \right) , \qquad (10)$$

где A - нормировочный множитель, $\varkappa_{n_c} = \gamma_c n_c K$ - полная "аномальная" размерность сечения, $K_\alpha(x)$ - модифицированная функция Бесселя.

Ниже используя следующую удобную параметризацию

$$\frac{\vec{p} \cdot \vec{p}_0}{p_0^2} = \frac{m_\perp}{m} ch(\eta - \eta_0) , \qquad (11)$$

где $m_\perp = \sqrt{p_\perp^2 + m^2}$, $\eta_0 = \frac{1}{2} \ln \frac{E_p + p_\parallel^0}{E_p - p_\parallel^0}$, проводим с помощью формулы (IO) совместное описание экспериментальных полуинклюзивных распределений по η и $p_\perp$ /2,4/.

Результаты сравнения приведены на рис.I-5. Для $p_\perp$ -распределений рассматривались три интервала плотности множественности: $\left\langle \frac{n_c}{\Delta y} \right\rangle$ = 2,4 ; 5,7 ; IO,2 , а для распределений по η рассматривались совместно 5 интервалов множественности I $\le n_c \le$ 5, 6 $\le n_c \le$ IO, II $\le n_c \le$ 20, 2I $\le n_c \le$ 30, 3I $\le n_c \le$ 40 (сплошные линии на рис.I и 2 ; пунктирные линии соответствуют полностью инклюзивным спектрам). При этом для параметра a бралось значение a = 0,35.

эволюционная компонента ренормгруппового уравнения, γ_i - аномальные размерности i = I, ... , K видов полей частиц, параметр a задается соотношением

$$\sum_{i,j=1}^{K} \frac{\langle n_i n_j \rangle}{\langle n_i \rangle \langle n_j \rangle} = K^2 \left(\frac{1}{a} + 1 \right) . \qquad (3)$$

Как видно из (3), параметр a имеет смысл, аналогичный параметру Вроолевского: в самом деле, при K = I $\sqrt{a} = \frac{\langle n \rangle}{D}$.

$\alpha_c(\vec{p})$ - "приведенная" ассоциативная множественность лидирующих компонент:

$$\alpha_c(\vec{p}) = \sum_{i=2}^{K} \frac{\gamma_i}{\gamma_c} \langle n_i(\vec{p}) \rangle , \qquad (4)$$

а средняя ассоциативная множественность $\langle n_c(\vec{p}) \rangle$ в рассматриваемой схеме представляется в виде

$$\langle n_c(\vec{p}) \rangle = \frac{\langle n_c(\vec{p}_0) \rangle}{1 + \frac{\gamma_c}{a} \left[\langle n_c(\vec{p}_0) \rangle + \alpha_c(\vec{p}_0) \right] \cdot \tau} . \qquad (5)$$

Автомодельная функция $F(z_c, K)$ не зависит явно от энергии и представляется в виде (см. /7/)

$$F(z_c, K) = \frac{\Gamma(K)}{\Gamma(a)} a^a \cdot z_c^{a-1} e^{-a z_c} \Psi(K-1, a, a z_c) , \qquad (6)$$

где $\Psi(\alpha, \beta, x)$ - вырожденная гипергеометрическая функция, а масштабная переменная имеет вид

$$z_c = \frac{n_c}{\langle n_c(\vec{p}) \rangle + \alpha_c(\vec{p})} . \qquad (7)$$

Рассмотрим далее предел большого числа коррелированных компонент:

$$K \gg \frac{\gamma_c \langle n_c(\vec{p}_0) \rangle \cdot \tau}{a} \gg 1 . \qquad (8)$$

В этом случае легко получить следующие соотношения:

$$\gamma_i \langle n_i(\vec{p}) \rangle = \gamma_j \langle n_j(\vec{p}) \rangle , \quad i,j = 1, \dots, K ,$$

$$\alpha_c(\vec{p}) = (K-1) \langle n_c(\vec{p}) \rangle , \qquad (9)$$

$$z_c = \frac{1}{K} \frac{n_c}{\langle n_c(\vec{p}) \rangle} .$$

Подставляя выражения (9) в формулу (I), находим

$$E \frac{d\sigma_{n_c}}{d\vec{p}} = A \cdot \tau^{-\frac{a-1}{2}} \cdot K_{a-1}\left(2\sqrt{\varkappa_{n_c} \tau} \right) , \qquad (10)$$

где A - нормировочный множитель, $\varkappa_{n_c} = \gamma_c n_c K$ - полная "аномальная" размерность сечения, $K_\alpha(x)$ - модифицированная функция Бесселя.

Ниже используя следующую удобную параметризацию

$$\frac{\vec{p} \cdot \vec{p}_0}{p_0^2} = \frac{m_\perp}{m} ch(\eta - \eta_0) , \qquad (11)$$

где $m_\perp = \sqrt{p_\perp^2 + m^2}$, $\eta_0 = \frac{1}{2} \ln \frac{E_p + p_\parallel^0}{E_p - p_\parallel^0}$, проводим с помощью формулы (IO) совместное описание экспериментальных полуинклюзивных распределений по η и $p_\perp$ /2,4/.

Результаты сравнения приведены на рис.I-5. Для $p_\perp$-распределений рассматривались три интервала плотности множественности: $\left\langle \frac{n_c}{\Delta y} \right\rangle$ = 2,4 ; 5,7 ; IO,2 , а для распределений по η рассматривались совместно 5 интервалов множественности I $\leq n_c \leq$ 5, 6 $\leq n_c \leq$ IO, II $\leq n_c \leq$ 20, 2I $\leq n_c \leq$ 30, 3I $\leq n_c \leq$ 40 (сплошные линии на рис.I и 2 ; пунктирные линии соответствуют полностью инклюзивным спектрам). При этом для параметра a бралось значение a = 0,35.

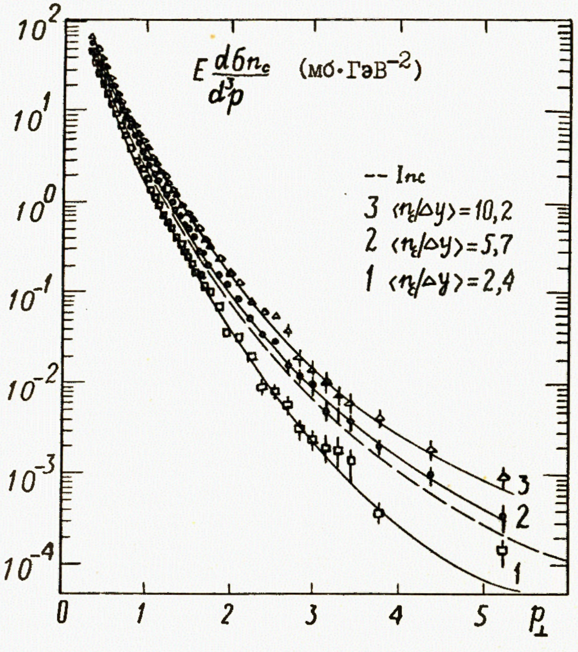

Рис.I.

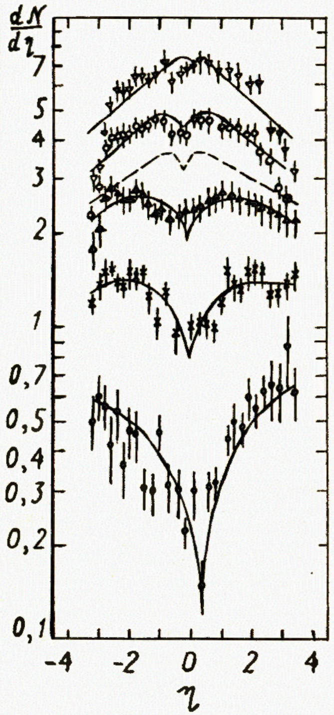

Рис.2.

Значения "аномальных" размерностей $\mathcal{H}_{n_c}^{p_\perp}$ и $\mathcal{H}_{n_c}^{\eta}$, полученных в процессе подгонки, приведены на рис.3 и 4 соответственно. Сплошная линия на рис.3 соответствует аппроксимации

$$\mathcal{H}_{n_c}^{p_\perp} = \frac{130}{\ln \ln\left(\frac{n_c}{\Delta y} + 5\right)} . \tag{I2}$$

Такая зависимость приводит к расширению распределений по $p_\perp$ и увеличению $\langle p_\perp \rangle$ с ростом n_c.

На рис.4 сплошная линия представляется следующей аппроксимацией

$$\mathcal{H}_{n_c}^{\eta} = -0,01 + 0,002\, n_c , \tag{I3}$$

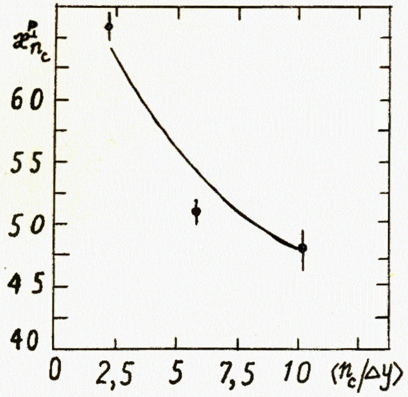

Рис.3.

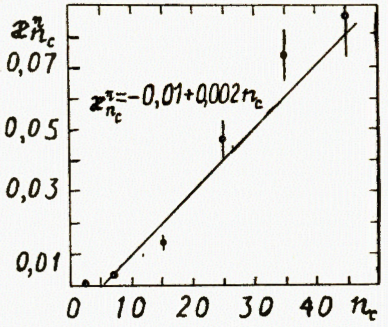

Рис.4.

что соответствует проведенному нами ранее отдельному анализу экспериментальных распределений по псевдобыстроте η /8/.

Заметим, что при малых значениях множественности $n_c <$ IO параметр $\mathcal{H}_{n_c}^{\eta} \simeq 0$, и следовательно, из (IO) имеем

$$\frac{dN}{d\eta} \sim \tau^{-\frac{a-1}{2}} \sim \left[ch(\eta - \eta_0) \right]^{0,34} . \tag{I4}$$

Именно благодаря такой зависимости $\mathcal{H}_{n_c}^{\eta}$ от n_c (см. (I3)) обеспечивается описание наблюденного в эксперименте /2/ эффекта типа "чайки" для полуинклюзивных распределений по псевдобыстроте η при малых n_c (рис.2), имеющего место также при энергиях ISR CERN /3/. С ростом n_c параметр $\mathcal{H}_{n_c}^{\eta}$ становится больше нуля и эффект сглаживается из-за множителя $K_{a-1}(2\sqrt{\mathcal{H}_{n_c}\tau})$ в (IO). Как легко заметить, углубление в центральной области η-спектров здесь обеспечивается условиями $a <$ I и $\mathcal{H}_{n_c}^{\eta} \ll$ I, что имеет место также при энергиях ISR.

На рис.5 приведено сравнение модельной кривой, полученной интегрированием выражения (IO) по $p_\perp$ с экспериментальными данными по $\langle p_\perp \rangle$ при фиксированных выше параметризациях $\mathcal{H}_{n_c}^{p_\perp}$ и a. Как видно из рисунка, получено удовлетворительное согласие.

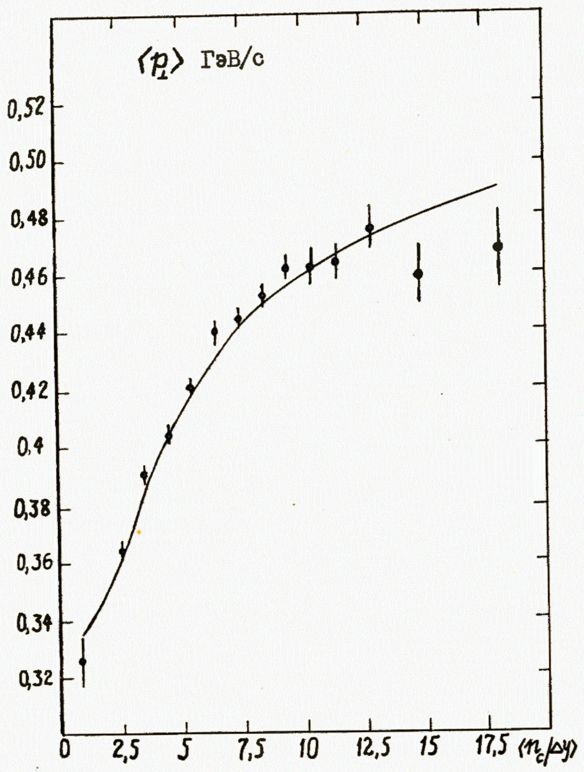

Рис.5.

Отметим также, что значение параметра a = 0,35 хорошо согласуется с описанием экспериментальных данных по вперед-назад корреляциям заряженных частиц в $\bar{p}p$-соударениях при $\sqrt{S}$ = 540 ГэВ /9/ с помощью следующей формулы, полученной из (I0) (см. /6,9,I0/):

$$\langle n_B(n_F)\rangle = \langle n_B\rangle \left(\frac{z_F}{a}\right)^{1/2} \frac{K_a(2\sqrt{a z_F})}{K_{a-1}(2\sqrt{a z_F})}, \qquad (I5)$$

где $z_F = \dfrac{n_F}{\langle n_F\rangle}$.

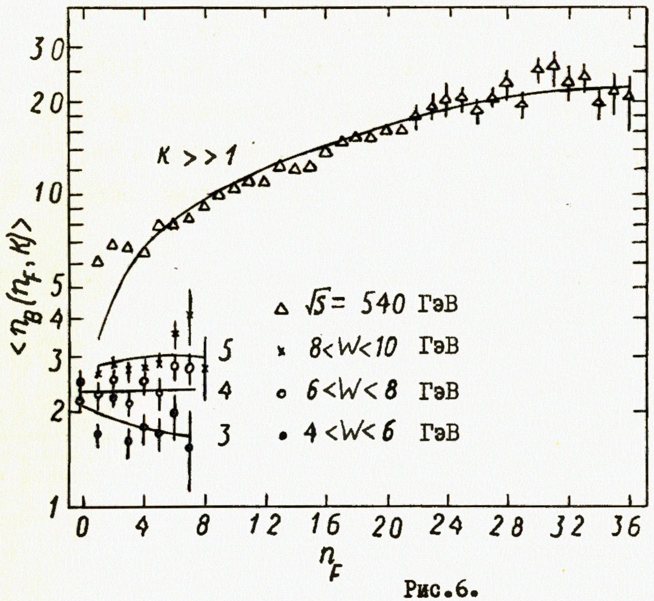

Рис.6.

Результаты этого сравнения приведены на рис.6 . Верхняя кривая соответствует предельному значению $K \gg I$ (при этом a = 0,35 ± 0,08). Для сравнения здесь же приведены описания при меньших энергиях/II/, которым соответствуют значения K = 3, 4 и 5.

Авторы благодарны В.А.Матвееву за плодотворные обсуждения.

Литература

I. A.Alpgard et al., Phys.Lett., 107B, 310, 315, 1981.
2. S.Geer. CERN-EP/82-180, 1982.
G.Arnison et al., CERN-EP/82-134, 1982.
3. W.Thome et al. Nucl.Phys., B129, 365, 1977.

4. G.Arnison et al. CERN-EP/82-125, 1982.

5. W.Ernst, I.Schmitt. Nuovo Cim., 31A, 120, 1976.

6. В.А.Матвеев, Р.М.Мурадян, А.Н.Тавхелидзе. ЭЧАЯ, 2, 5, I97I.
V.R.Garsevanishvili et al. Fortsch.d.Phys., 28, 501, 1980.

7. Я.З.Дарбаидзе, А.Н.Сисакян, Л.А.Слепченко. ОИЯИ Р2-80-6I5, Дубна I980.

8. Я.З.Дарбаидзе, А.Н.Сисакян, Л.А.Слепченко, Г.Т.Торосян. ОИЯИ Д2-82-297, Дубна I982.

9. P.Carlson. XXI Int. Conf. of HEP, Paris 1982.

IO. N.S.Amaglobeli et al. JINR, E2-82-107, Dubna, 1982.

II. N.Schmitz. Preprint MPI-PAE/Exp. E1, 96, 1981.

Рукопись поступила в издательский отдел
I3 мая I983 года.

Дарбаидзе Я.З. и др. P2-83-312

Совместный автомодельный анализ продольных и поперечных полуинклюзивных распределений в $\bar{p}p$-соударениях при $\sqrt{s}$ = 540 ГэВ

В рамках феноменологической многокомпонентной модели предложена схема, дающая возможность совместного описания инклюзивных и полуинклюзивных распределений по $p_\perp$ и η в $\bar{p}p$-соударениях при $\sqrt{s}$ = 540 ГэВ. В предположении большого числа коррелированных компонент обеспечивается описание наблюденного в эксперименте эффекта типа "чайки".

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Darbaidze Ya.Z. et al. P2-83-312

A Common Automodel Analysis of Longitudinal and Transverse Semi-Inclusive Distributions in $\bar{p}p$-Collisions at $\sqrt{s}$ = 540 GeV

The scheme providing a joint description of inclusive and semi-inclusive distributions over $p_\perp$ and η in $\bar{p}p$-collisions at $\sqrt{s}$ = 540 GeV is proposed in the framework of the phenomenological multicomponent model. The "sea-gull" effect observed experimentally is described under the assumption of a large number of correlated components.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1983

Перевод авторов.