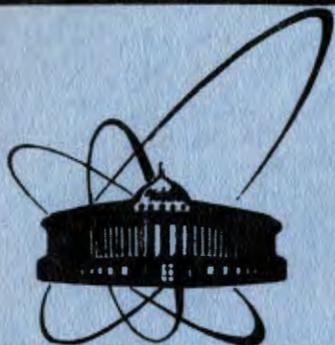


28/IV-84



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

2033/84

P2-84-64

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

АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ
ПОЛУИНКЛЮЗИВНЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ
ПРИ ЭНЕРГИЯХ SPS-КОЛЛАЙДЕРА

Направлено в "Fortschritte der Physik"
и на XXII Международную конференцию
по физике высоких энергий
/Лейпциг, 19-25 июля 1984 года/

1984

I. Введение

С вводом в строй **SPS**-коллайдера в ЦЕРНе возникла возможность проверки предсказаний разных моделей и подходов к описанию процессов высоких энергий^{/1,2/}. В частности, экспериментальные данные по $\bar{p}p$ -взаимодействию при энергии $\sqrt{S} = 540$ ГэВ подтверждают асимптотический рост полных сечений σ_{tot} ^{/3,4/}, не противоречащий ограничению Фруассара, рост средней множественности нейтральных частиц $\langle n_0 \rangle_{n_c}$ при больших значениях n_c и т.д.

В настоящей работе в рамках ренормгруппового подхода^{/5,6/} проведен анализ экспериментальных данных по адрон-адронным соударениям на **SPS**-коллайдере.

Во втором разделе статьи изучено поведение полных сечений σ_{tot} в зависимости от энергии столкновения. В разделе 3 показано, что экспериментальные данные по корреляциям вперед-назад рассеянных частиц подтверждают автомодельное соотношение типа^{/7,8/}

$$\frac{\langle n_B(n_F) \rangle}{\langle n_B \rangle} = L(z_F, \kappa), \quad (I)$$

которое получено в предположении многомерного КНО-скейлинга^{/9,10/}. Обсуждаются свойства $L(z_F, \kappa)$ как функции числа κ коррелированных компонент в процессе и величины $z_F = \frac{n_F}{\langle n_F \rangle}$. Экспериментальные результаты на **SPS-коллайдере** для $\bar{p}p$ -взаимодействия показывают, что полуинклюзивные спектры по p_T при больших значениях поперечного импульса расширяются с ростом множественности заряженных частиц n_c ^{/11/}. Кроме этого, плотности распределений по псевдобыстроте η имеют углубления при $\eta \sim 0$ и $n_c < 10$ типа эффекта "чайки"^{/12/}. В четвертом разделе проведено единое описание инклюзивных и полуинклюзивных распределений по p_T и η ^{/13/}.

2. Рост полных сечений с энергией

В рассматриваемом подходе для сечения $\sigma_{n_1 \dots n_k}$ эксклюзивной реакции $a b \rightarrow n_1 + \dots + n_k$ исходим из следующего уравнения ренормализационной группы, представленного в характеристической форме^{/5/}

$$\frac{d\sigma_{n_1 \dots n_k}}{dt} = \left(\sum_{i=1}^k \gamma_i n_i \right) \sigma_{n_1 \dots n_k}, \quad (2)$$

где $t = \ln \mu$, μ - масса нормировки, γ_i - аномальные размерности $i = 1, \dots, k$ полей соответственно. Усредняя (2) по n_1, \dots, n_k получаем уравнения для полного сечения σ_{tot} и средних множественностей $\langle n_i \rangle$ ($i = 1, \dots, k$):

$$\frac{d\sigma_{tot}}{dt} = \left(\sum_{i=1}^k \gamma_i \langle n_i \rangle \right) \sigma_{tot}, \quad (3a)$$

$$\frac{d\langle x \rangle}{dt} = D^2(x), \quad (3b)$$

где $\langle x \rangle = \sum_{i=1}^k \gamma_i \langle n_i \rangle$, $D(x) = \sqrt{\langle x^2 \rangle - \langle x \rangle^2}$.

Исключая $\frac{d\sigma_{tot}}{dt}$ из (3a) и (3b), приходим к следующему уравнению:

$$\frac{d\sigma_{tot}}{d\langle x \rangle} = \frac{\langle x \rangle}{D^2(x)} \sigma_{tot}. \quad (4)$$

Упростим уравнение (4), предполагая линейную зависимость (см. /6, 14/)

$$D(x) = \frac{1}{\sqrt{a}} \langle x \rangle, \quad (5)$$

где a - параметр, определяющий силу корреляции между рассматриваемыми адронными системами (компонентами).

Решение уравнения (4) с условием (5) записывается в виде

$$\sigma_{tot} = \sigma_{tot}^0 \left(\frac{\langle x \rangle}{\langle x \rangle_0} \right)^a, \quad (6)$$

где σ_{tot}^0 и $\langle x \rangle_0$ - значения σ_{tot} и $\langle x \rangle$ при $\mu = 1$ (т.е. $t = 0$).

Решения для $\langle n_i \rangle$ удовлетворяют условию

$$\gamma_i \langle n_i \rangle = \gamma_j \langle n_j \rangle, \quad i, j = 1, \dots, k. \quad (7)$$

Тогда из соотношения (6) следует

$$\sigma_{tot} = A \langle n_c \rangle^a, \quad (8)$$

где $A = \frac{\sigma_{tot}^0}{\langle n_c \rangle_0^a}$ не зависит от $\langle n_c \rangle$ (т.е. от энергии)^{/15/}.

Результаты описания экспериментальных данных по $\bar{p}p$, pp , K^+p и Π^+p -взаимодействиям^{/3, 4, 16, 17/} с помощью (8) приведены в табл. I и на рис. I. Средние множественности при этом параметризуются в виде^{/18/}. Например, для $\langle n_c \rangle_{\bar{p}p}$ и $\langle n_c \rangle_{pp}$ имеем

$$\langle n_c \rangle_{\bar{p}p} = 0,18 (\ln S)^2 - 0,25 \ln S + 2,9, \quad (9a)$$

$$\langle n_c \rangle_{pp} = 0,13 (\ln S)^2 + 0,3 \ln S + 1,17. \quad (9b)$$

Отметим, что удовлетворительное описание получается также при параметризации средней множественности в рамках многокомпонентной модели двух механизмов^{/19/}:

$$\langle n_c \rangle_{\bar{p}p} = 0,34 (\ln S/S_0)^{1,7} + 5,0, \quad (10a)$$

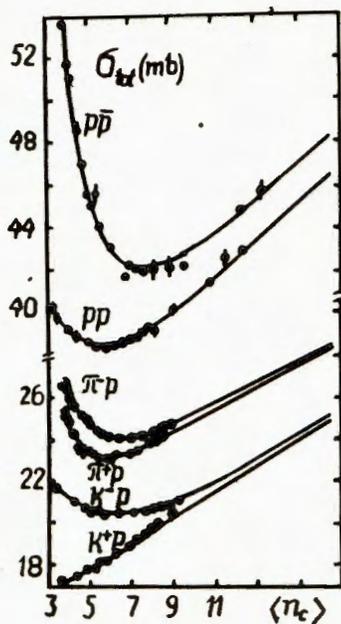
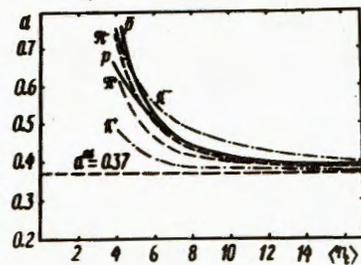
$$\langle n_c \rangle_{pp} = 0,34 (\ln S/S_0)^{1,65} + 5,0, \quad (10b)$$

где

$$S_0 = (m_1 + m_2)^2.$$

Таблица I

	$\bar{p}p$	pp	K^+p	K^-p	Π^+p	Π^-p
A	16,68	15,46	8,8	7,48	10,19	9,73
B	16,16	4,298	5,26	3,94	14,15	8,38
C	2,58	1,924	2,75	1,69	2,85	2,3
F	2,17	1,92	0,92	2,56	1,47	2,05
M	1,6	0,2	1,34	-0,74	1,82	1,0
N	15,14	14,36	8,51	6,9	9,56	8,82
α^{as}	0,37					

Рис.1. Описание $\bar{p}p$, pp , $K^{\pm}p$ и $\Pi^{\pm}p$ полных сечений формулой (6).Рис.2. α - интенсивность корреляции для множественностей адронных систем как функция от $\langle n_c \rangle$ для $\bar{p}p$, pp , $K^{\pm}p$ и $\Pi^{\pm}p$ взаимодействий.

Параметр α медленно уменьшается с энергией, что соответствует усилению корреляции между множественностями разных компонент и становится практически постоянной, начиная с энергий $\sqrt{s} = 20 + 25$ ГэВ (насыщение корреляций). Мы использовали следующую параметризацию:

$$\alpha = \alpha^{as} + \frac{B}{\langle n_c \rangle^c}, \quad (II)$$

где значения параметров α^{as} , B и C даны в табл.2. Как видно из рис.2, для налетающих античастиц величина α больше, чем для соответствующих частиц. Это ведет к различиям в поведении соответствующих δ_{tot} .

Параметр α можно считать постоянным, если воспользоваться, по аналогии с /20/, модифицированным условием (5) следующего типа:

$$D(x) = \frac{1}{\alpha^{as}} (\langle x \rangle - \alpha), \quad (I2)$$

что соответствует выделению вклада от лидирующих частиц. В результате этого имеем уравнение

$$\frac{d\delta_{tot}}{d\langle x \rangle} = \delta_{tot} \frac{\alpha^{as}(\langle x \rangle - \beta)}{(\langle x \rangle - \alpha)^2}, \quad (I3)$$

где константы α , β зависят лишь от сорта лидирующих адронов. Отсюда для δ_{tot} имеем

$$\delta_{tot} = N (\langle n_c \rangle - M)^{\alpha^{as}} \exp\left(\frac{F}{\langle n_c \rangle - M}\right), \quad (I4)$$

где

$$M = \frac{\alpha}{\kappa \delta_c}, \quad F = \frac{\alpha^{as}(\beta - \alpha)}{\kappa \delta_c},$$

$$N = \delta_{tot}^0 \exp\left[\frac{F}{(\langle n_c \rangle_0 - M)}\right] / (\langle n_c \rangle_0 - M)^{\alpha^{as}}. \quad (I5)$$

Таблица 2

$\langle \frac{n_c}{\Delta y} \rangle$	$\mathcal{H}_{n_c}^{P_T}$	G^{P_T} (мб·ГэВ ⁻²)	$\gamma_{Ph}^{P_T}$	a^{as}
2,4	26,86	311,58	4	0,37
5,7	29,16	452,29		
10,2	28,14	474,82		
Инклюз.	29,16	452,29		

Интервалы n_c	$\mathcal{H}_{n_c}^2$	G^2	γ_{Ph}^2	a^{as}
(I - 5)	0,00005	0,053	0	0,35
(6 - 10)	0,0037	0,34		
(II - 20)	0,42	1,05		
(2I - 30)	0,47	2,94		
(3I - 40)	0,74	5,18		
Инклюз.	0,33	1,89		

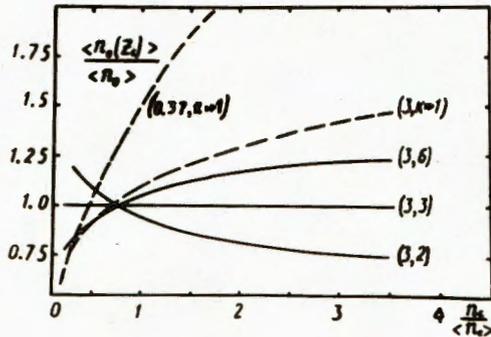


Рис.3. $L = \frac{\langle n_B(z_F) \rangle}{\langle n_B \rangle}$ как функция от z_F для следующих значений параметров: $(\alpha, \kappa) = (3, 2); (3, 3); (3, 6); (3, \kappa \gg 1);$ и $(0,37, \kappa \gg 1)$.

Сравнение (I4) с экспериментальными данными также дает удовлетворительный результат (см.табл.I).

3. Корреляции типа вперед-назад при $\kappa \gg 1$

Решение уравнения (см. раздел 2)

$$\frac{d\delta_{n_1 \dots n_k}}{d\langle x \rangle} = \frac{\alpha x}{\langle x \rangle^2} \delta_{n_1 \dots n_k} \quad (I6)$$

приводит к следующему соотношению^{/7/}:

$$\langle x \rangle^k \frac{\delta_{n_1 \dots n_k}}{\delta_{tot}} = F(z) \sim z^{a-\kappa} e^{-az} \quad (I7)$$

где $z = \frac{x}{\langle x \rangle}$, $x = \sum_{i=1}^k \delta_i n_i$.

Учитывая в (I7) соотношения (7), имеем

$$\left(\prod_{i=1}^k \langle n_i \rangle \right) \frac{\delta_{n_1 \dots n_k}}{\delta_{tot}} = C_\kappa \tilde{F}(\tilde{z}) \quad (I8)$$

Здесь величина $C_\kappa = \frac{\Gamma(\kappa)}{\Gamma(a)} \left(\frac{\kappa}{a} \right)^a$ находится из условия нормировки, $\tilde{z} = \sum_{i=1}^k z_i$, $z_i = \frac{n_i}{\langle n_i \rangle}$, а

$$\tilde{F}(\tilde{z}) = \tilde{z}^{a-\kappa} \exp\left(-\frac{a}{\kappa} \tilde{z}\right) \quad (I9)$$

Исходя из (I7), легко найти для $L(z_F, \kappa) = \frac{\langle n_B(z_F) \rangle}{\langle n_B \rangle}$

$$L(z_F, \kappa) = \frac{1}{\kappa-1} \frac{\int_{z_F}^{\infty} (t-z_F)^{\kappa-1} \tilde{F}(t) dt}{\int_{z_F}^{\infty} (t-z_F)^{\kappa-2} \tilde{F}(t) dt} \quad (20)$$

Подставляя сюда выражение (I9), для $\tilde{F}(\tilde{z})$ получаем

$$L(z_F, \kappa) = z_F \frac{\Psi(\kappa, a+1, \frac{a}{\kappa} z_F)}{\Psi(\kappa-1, a, \frac{a}{\kappa} z_F)} \quad (21)$$

где $\Psi(\alpha, \beta, x)$ - вырожденная гипергеометрическая функция.

На рис.3 приведен вид этой зависимости $L(z_F, \kappa)$ от z_F при следующих значениях параметров: $(\alpha, \kappa) = (3, 2), (3, 3), (3, 6)$ (сплошные линии). Пунктирные линии соответствуют пределу $\kappa \gg 1$, когда функция (21) преобразуется в однопараметрическую функцию

$$L(z_F, \kappa \gg 1) = \left(\frac{z_F}{\alpha}\right)^{1/2} \frac{K_\alpha(2\sqrt{\alpha z_F})}{K_{\alpha-1}(2\sqrt{\alpha z_F})}, \quad (22)$$

где $K_\alpha(x)$ - модифицированная функция Бесселя.

Анализ экспериментальных данных по зарядово-нейтральным, а также корреляциям типа вперед-назад в адрон-адронных процессах в широком интервале ускорительных энергий (до $\sqrt{s} = 540$ ГэВ)^{/21-23/} приводит к выводу, что число коррелированных компонент κ растет с увеличением энергии, и начиная с энергий $\sqrt{s} = 10+15$ ГэВ, достигает автомодельного поведения (22) ($\kappa \gg 1$).

На рис.4 приводится описание данных по корреляциям вперед-назад рассеянных частиц в $\bar{p}p$ -взаимодействии при $\sqrt{s} = 540$ ГэВ. С целью сравнения здесь же дано описание с помощью формулы (21) соответствующих данных при сравнительно низких энергиях^{/24/}, со значениями параметров $\alpha = 4$ и $\kappa = 3, 4, 5$ соответственно.

4. Совместный анализ продольных и поперечных распределений при энергиях SPS-коллайдера

Рассмотрим решения уравнения (2) с учетом принципа "максимальной" автомодельности^{/25,26/}:

$$E \frac{d\delta_{n_c}}{d\bar{P}} = \frac{E \frac{d\delta}{d\bar{P}}}{\langle n_c(\bar{P}) \rangle} \phi(\kappa, z_c(\bar{P})), \quad (23)$$

где

$$\phi(\kappa, z_c(\bar{P})) = \frac{\kappa-1}{\Gamma(\alpha)} \left(\frac{\alpha}{\kappa}\right)^\alpha [z_c(\bar{P})]^{a-1} e^{-\frac{\alpha}{\kappa} z_c(\bar{P})} \Psi(\kappa-1, \alpha, \frac{\alpha}{\kappa} z_c(\bar{P})). \quad (24)$$

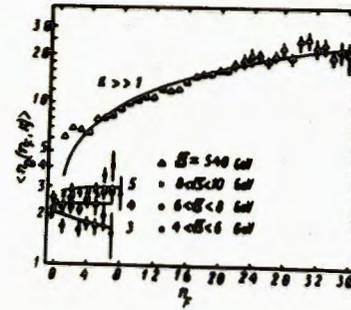
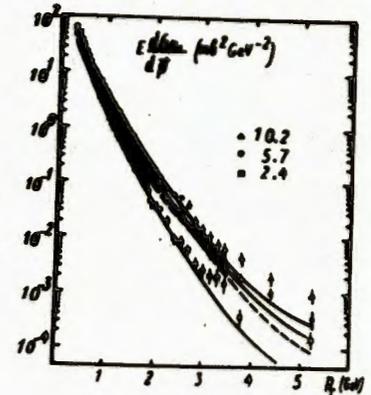


Рис.4. Описание зависимости $\langle n_B \rangle$ от η_F при $\sqrt{s} = 540$ ГэВ формулой (22) (верхняя кривая).

Рис.5. Описание инвариантного сечения $E \frac{d\delta_{n_c}}{d\bar{P}}$ как функции от ρ_T формулой /27/ при $\eta = \eta_0$, $\tau_{ph} = 4$ при трех значениях $\langle \frac{n_c}{\Delta y} \rangle$ (сплошные линии). Пунктирная линия соответствует инклюзивному спектру.



Здесь инклюзивное сечение процесса^{/13/}:

$$E \frac{d\delta}{d\bar{P}} = E \frac{d\delta}{d\bar{P}_0} \left[1 + \frac{\kappa \delta_c}{\alpha} \langle n_c(\bar{P}) \rangle \tau \right]^{-\alpha} \exp[-\delta_{ph} \tau], \quad (25)$$

а ассоциативная множественность заряженных частиц

$$\langle n_c(\bar{P}) \rangle = \frac{\langle n_c(\bar{P}_0) \rangle}{1 + \frac{\kappa \delta_c}{\alpha} \langle n_c(\bar{P}_0) \rangle \tau}, \quad (26)$$

где \bar{P}_0 - фиксированное начальное значение \bar{P} , $\tau = \ln \frac{P P_0}{P_0^2}$ - "временная" переменная, $z_c(\bar{P}) = \frac{n_c}{\langle n(\bar{P}) \rangle}$.

В случае большого числа коррелированных компонент $\kappa \gg 1$ ($\langle n(\bar{P}_0) \rangle \gg 1$ и $\alpha = \alpha^{as}$) имеем

$$E \frac{d\delta_{n_c}}{d\bar{P}} = G \tau^{-\frac{\alpha^{as}-1}{2}} \exp[-\delta_{ph} \tau] K_{\alpha^{as}-1}(2\sqrt{\delta_{n_c} \tau}), \quad (27)$$

где G - нормировочная константа, $\delta_{n_c} = \delta_c^{\kappa} n_c$.

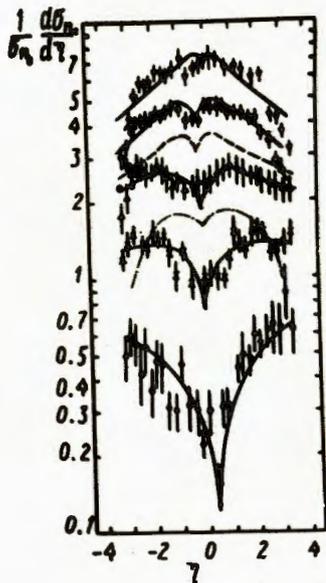


Рис.6. Нормированная η -плотность заряженных частиц как функция от η . Сплошные линии соответствуют формуле (27) при $\beta_T = 0, \gamma_{ph} = 0$ для пяти интервалов n_c : (I - 5), (6 - 10), (II - 20), (2I - 30), (3I - 40). Пунктирная линия - инклюзивный спектр.

Используя удобную параметризацию $\frac{P_T^2}{P_0^2} = \frac{m_T}{m} \text{ch}(\eta - \eta_0)$, где $m_T = \sqrt{P_T^2 + m^2}$, $\eta_0 = \frac{1}{2} \ln \frac{E_P^0 + E_H^0}{E_P^0 - E_H^0}$, и формулы (23) - (27), проводим анализ адрон-адронных экспериментальных данных по P_T и η - спектрам вторичных частиц в $\bar{p}p$ -взаимодействии при $\sqrt{S} = 540 \text{ ГэВ}/\text{II-12/}$. Результаты сравнения с экспериментом приведены в табл.2 и на рис.5-6. P_T - спектры рассматривались при значениях величины $\langle \frac{n_c}{\Delta Y} \rangle = 2, 4; 5, 7; 10, 2$, а η - спектры - для пяти интервалов множественности заряженных частиц - $n_c = (I - 5), (6 - 10), (II - 20), (2I - 30), (3I - 40)$.

Из полученных выше формул (23) - (27) видно, что при малых значениях n_c параметр $\mathcal{H}_{n_c}^2$ мал и

$$\frac{1}{b_n} \frac{dN}{d\eta} = \frac{dN}{d\eta} \sim (\ln \text{ch}(\eta - \eta_0))^{-\frac{a-1}{2}} = [\ln \text{ch}(\eta - \eta_0)]^{0,34} \quad (28)$$

что позволяет описать эффект типа "чайки" для η - спектров, наблюдаемый при ISR- и SPS-энергиях для малых значений множественности/12/. При больших же значениях множественности $\mathcal{H}_{n_c}^2$ становится большим и эффект сглаживается (см.рис.6).

5. Заключение

В заключение подчеркнем, что предложенная схема дает возможность описания наблюдаемых экспериментальных закономерностей и эффектов вплоть до энергий SPS-коллайдера. При этом выясняется, что с ростом энергии увеличивается число коррелированных компонент, дающих вклад в образование вторичных частиц.

Авторы благодарны В.А.Матвееву и А.А.Хелашвили за плодотворные обсуждения и интерес к работе.

Л и т е р а т у р а

1. A.Martin. Nuovo Cim. 42, 930, 1966; Z.Phys. 15C, 185, 1982.
2. А.А.Логунов, М.А.Мествиришвили, О.В.Хрусталева. ЭЧАЯ, 1972, 3, с.3; А.А.Логунов, М.А.Мествиришвили, В.А.Петров. Общие принципы квантовой теории поля и их следствия. "Наука", М., 1977.
3. M.Ambrosio e.a. Phys.Lett. 115B, 495, 1982.
4. R.Battiston e.a. Phys.Lett. 117B, 126, 1982.
5. Н.Н.Боголюбов, Д.В.Ширков. Введение в теорию квантованных полей. "Наука", М., 1976.
6. Я.З.Дарбаидзе, Н.В.Махалдиани. ОИЯИ Р2-80-160, Дубна 1980;
7. Я.З.Дарбаидзе, А.Н.Сисакян, Л.А.Слепченко. Материалы Международного семинара по физике высоких энергий и квантовой теории поля. Протвино, 1980, Т.1, с.304.
8. N.S.Amaglobeli e.a. JINR E2-82-107, Dubna 1982.
9. Я.З.Дарбаидзе, Л.А.Слепченко, Ю.В.Тевзадзе.. Сообщение АН ГССР, т.112, №2, 1983.
10. Z.Koba, H.V.Nielsen, P.Olesen. Nucl.Phys. 40B, 317, 1972.
11. G.Arnison e.a. CERN-EP/82-125, 1982.
12. G.Arnison e.a. CERN-EP/82-134, 1982.

13. Я.З.Дарбаидзе, А.Н.Сисакян, Л.А.Слепченко, Г.Т.Торосян.
ОИЯИ, P2-83-312, Дубна 1983.
14. W.Ernst, I.Schmitt. Nuovo Cim. 31A, 109, 1976.
15. С.Дренска, С.Ш.Мавродиев. ЯФ, 1978, т.28, с.749.
16. S.P.Denisov e.a. Nucl.Phys. 65B, 1, 1973.
17. A.S.Carrol e.a. Phys.Lett. 80B, 423, 1979.
18. E.Albini e.a. Nuovo Cim. 32A, 101, 1976.
19. С.Ш.Мавродиев, А.Н.Сисакян, Г.Т.Торосян. ОИЯИ, P2-12570,
Дубна 1979;
С.Ш.Мавродиев, В.К.Митришкин, А.Н.Сисакян, Г.Т.Торосян.
ЯФ, т.30, 245, 1979.
20. A.Wroblewski. Acta Phys.Polon., 4B, 857, 1973.
21. D.Brick e.a. Phys.Rev. 20D, 2123, 1979.
22. K.Alpgard e.a. Phys.Lett., 115B, 71, 1982.
23. K.Alpgard e.a. CERN-EP/83-20, 1983.
24. N.Schmit. In "Proceedings of the 1981 Int. Symposium on lepton
and photon Interactions at High Energies", Bonn, August, 1981.
25. В.А.Матвеев, Р.М.Мурадян, А.Н.Тавхелидзе. ЭЧАЯ, т.2, 5, 1971.
26. V.R.Garsevanishvili e.a. Fortschr.Phys., 28, 501, 1980.

Рукопись поступила в издательский отдел
3 февраля 1984 года

Дарбаидзе Я.З. и др.
Анализ экспериментальных полунклюзивных распределений
при энергиях SPS-коллайдера

P2-84-64

В рамках многокомпонентного подхода, основанного на ренормгрупповом методе, проводится разносторонний анализ экспериментальных данных по адрон-адронным взаимодействиям при высоких энергиях вплоть до энергий SPS-коллайдера. В частности, описываются поведение полных сечений и корреляций вперед-назад рассеянных частиц, расширение P_T -спектров с ростом множественности заряженных частиц и эффект типа "чайки" для η -распределений, наблюдаемый при малых множественностях.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1984

Перевод авторов

Darbaidze Ya.Z. et al.
Analysis of Experimental Semi-Inclusive Distributions
at the SPS Energies

P2-84-64

The experimental data on hadron-hadron interactions at high up to SPS energies are analysed carefully within a multi-component approach based on the renormalization group method. In particular, the behaviour of total cross sections and forward-backward correlations of scattered particles is described as well as the broadening of P_T -spectra with increasing multiplicity of charged particles and the "sea-gull" effect for η -distributions observed at small multiplicities.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research, Dubna 1984