

сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

3879/82

16/8-82

1-82-388

С.Вокал, М.Шумбера

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ
ПО МНОЖЕСТВЕННОСТИ ЛИВНЕВЫХ ЧАСТИЦ
ВО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРОТОНОВ С ЯДРАМИ
ПРИ ЭНЕРГИЯХ ≤ 20 ГэВ

1982

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время получено достаточно много экспериментальных результатов по неупругим взаимодействиям протонов с различными ядрами фотозумльсии во всей доступной области ускорительных энергий.

В области энергий $E_0 > 20$ ГэВ существует ряд работ по адрон-ядерным взаимодействиям /см. напр. ^{1/} и ссылки в ней/, в которых подробно проанализированы свойства n_s -распределений, рассмотрены вопросы, связанные с проявлением приближенного КНО - скейлинга, и проведено детальное сравнение с предсказаниями разных моделей.

Поскольку такой систематический анализ не проводился в области более низких энергий, в данной работе сделана попытка рассмотреть свойства n_s -распределений в области энергий протонов от 2,2 до 22,5 ГэВ ^{2/}.

2. КНО - СКЕЙЛИНГ ДЛЯ n_s -РАСПРЕДЕЛЕНИЙ

Коба, Нильсен и Олесен выдвинули гипотезу полуинклюзивного скейлинга ^{3/}, которая гласит, что

$$\langle n \rangle \sigma_n / \sigma_{in} = \Psi(z, s) \xrightarrow{s \rightarrow \infty} \Psi(z), \quad /2.1/$$

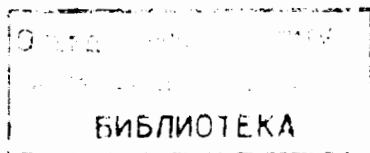
где $z = \eta / \langle n \rangle$ и σ_{in} - полное неупругое сечение.

Анализ экспериментальных данных в адрон-нуклонных соударениях показывает, что топологические сечения рождения n -частиц σ_n в pp - и $p\bar{p}$ -взаимодействиях в широкой области импульсов p_0 зависят только от отношения $\eta / \langle n \rangle$ ^{4/}. Функция $\Psi(z)$ является универсальной и не зависит от энергии и природы частиц.

Рядом авторов ^{1,5-7/} была сделана попытка рассмотреть, выполняется ли приближенный КНО - скейлинг во взаимодействиях на ядрах. При этом для аппроксимации n_s -распределений в переменной z используются выражения:

а/ типа Слэттери

$$\Psi(z) = (Az + Bz^3 + Cz^5 + Dz^7) \exp(Ez), \quad /2.2/$$



б/ типа де Гроота

$$\Psi(z) = \frac{Az}{(\Gamma(z+1))^2} \exp(-Bz) \quad /2.3/$$

и

в/ типа Бюраса

$$\Psi(z') = (Az' + B) \exp(Cz' + Dz'^2), \quad /2.4/$$

где

$$z' = (n_s - a) / \langle n_s - a \rangle.$$

В результате можно сказать, что для соударений протонов с ядрами при энергиях больше 20 ГэВ выполняется в первом приближении универсальность n_s -распределений.

В данной работе рассмотрим вопрос о том, выполняется ли приближенный КНО - скейлинг и при более низких энергиях вплоть до 2 ГэВ в столкновениях протонов с ядрами фотоэмульсии.

На рис.1а показаны распределения по множественности s - частиц /однозарядные частицы с $\beta > 0,7$ / для рЕм-соударений в диапазоне энергий /2,2-22,5/ ГэВ, построенные в переменных $z = n_s / \langle n_s \rangle$, кривая 1 - это фит Слэттери для рр-взаимодействий, кривая 2 - фит экспериментальных точек выражением /2.2/. Следует отметить, что аппроксимации, использованные в работах /1/ и /5/, которые получены при высоких энергиях, плохо описывают экспериментальные данные рис.1а и дают $\chi^2/DF \sim 11$ и 13 соответственно.

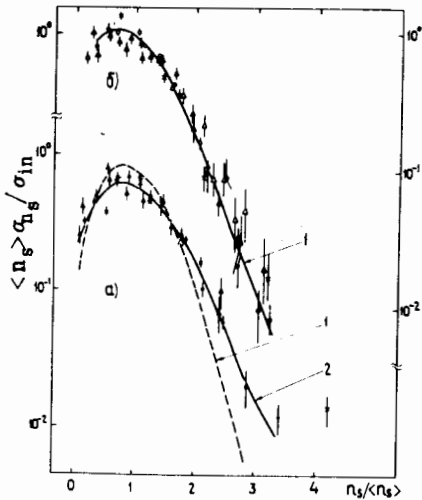


Рис. 1

Результаты аппроксимации экспериментальных точек выражениями типа /2.2/, /2.3/ и функцией Бюраса /в предположении $a=0$ / приведены в табл.1а.

Видно, что эти кривые плохо описывают экспериментальные данные / $\chi^2/DF \geq 5$ /, однако фит значительно улучшается, если исключить данные при энергии 2,2 ГэВ / $\chi^2/DF \geq 3$ /.

В связи с тем, что в нашей предыдущей работе /8/ было отмечено, что при энергиях порядка нескольких ГэВ в рЕм-столкновениях большой вклад дают события с $n_s = 0$ и что они образуются в основном за счет перезарядки первичного протона,

Таблица 1

$\Psi(z)$	A	B	C	D	E	χ^2/DF	
						22-225[ГэВ]	36-225
а)							
(2.2)	2.37±0.09	4.00±0.76	0.77±0.19	0.041±0.008	-2.31±0.10	4.81	3.22
(2.3)	1.164±0.036	0.649±0.026	—	—	—	7.03	4.89
(2.4)	0.72±0.20	0.20±0.04	0.12±0.25	-0.62±0.07	—	4.95	3.40
б)							
(2.2)	3.84±0.19	9.73±2.66	-1.76±0.27	0.097±0.018	-2.88±0.19	2.74	2.48
(2.3)	1.881±0.055	-1.000±0.026	—	—	—	2.90	2.75
(2.4)	2.52±0.44	0.044±0.107	-0.90±0.19	-0.46±0.06	—	2.74	2.45

в дальнейшем из экспериментальных данных при энергиях до 22,5 ГэВ эти события исключаем.

На рис.1б показано n_s -распределение в переменной $z = n_s / \langle n_s \rangle$ для отобранных таким образом событий /кривая 1 - это самый лучший фит выражением /2.2//, в табл.1б приведены результаты аппроксимации этих точек выражениями типа /2.2/-/2.4/.

В заключение можно сказать, что для событий, из которых исключены случаи с $n_s = 0$, фит всеми выражениями значительно улучшается, и получено $\chi^2/DF \sim 2,7$. При исключении точек, соответствующих энергии 2,2 ГэВ, фит улучшается, но в этом случае незначительно.

Следует заметить, что наихудшее описание достигается в обоих случаях функцией де Гроота в противоположность результатам работы /1/ при высоких энергиях.

3. МОМЕНТЫ n_s -РАСПРЕДЕЛЕНИЙ

Известно, что если КНО-скейлинг действует при существующих энергиях, то моменты n_s -распределений $C_k = \langle n_s^k \rangle / \langle n_s \rangle^k$, где $k=2,3,4$ и т.д., должны быть независимыми от энергии первичного адрона.

На рис.2 показана энергетическая зависимость моментов C_2 и C_3 для рЕм-взаимодействий в диапазоне энергий от 2,2 до 200 ГэВ /данные при энергиях больше 23 ГэВ взяты из работы /9/ /. Видно, что энергетическая независимость C_2 и C_3 сохраняется почти до энергии 3,6 ГэВ /отмечено стрелкой на рисунке/ и при низших энергиях скейлинг нарушается.

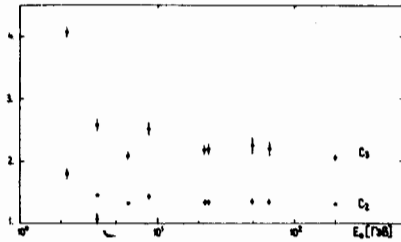


Рис. 2

В табл. 2 приведены значения моментов C_k , где $k=2,3,4$, для pEm -соударений, отдельно - для группы легких (C, N, O) и тяжелых (Br, Ag) ядер эмульсии /данные при 3,6 ГэВ взяты из работы /10/ /.

Видно: а/ - энергетическая независимость C_k приблизительно сохраняется, хотя есть слабая тенденция к повышению этих

значений с уменьшением энергии, более ярко выраженная для моментов высших порядков;

б/ - в рамках приведенных ошибок значения C_k для легких и тяжелых ядер совпадают.

Известно, что КНО-скейлинг должен выполняться в асимптотической области, т.е. $\langle n \rangle \gg 1$. Чтобы его действие продолжить в область низших энергий, Бюрас с сотрудниками /11/ предложил новую скейлинговую переменную $z' = (n - \alpha) / \langle n - \alpha \rangle$, где α - константа, независимая от энергии, но разная для различных типов взаимодействий. Обобщив формулу Врублевского, они получили выражение для центральных моментов n_s -распределений в виде:

$$\mu_N^{1/N} = K_N (\langle n_s \rangle - \alpha) \quad /3.1/$$

На рис. 3 представлена зависимость стандартов ($D = \mu_2^{1/2}$) n_s - распределений от $\langle n_s \rangle$ в широком диапазоне энергий для pEm -соударений. В результате подгонки этой зависимости выражением /3.1/ получено:

$D = 0,573 \pm 0,009 / \langle n_s \rangle + 0,139 \pm 0,024 /$,
при этом $\chi^2 / DF = 52,4$ для 10 точек и значение $\alpha = -0,243$ /кривая 1 на рис.3/.

Таблица 2

Т.ГэВ	CNO			AgBr		
	C_2	C_3	C_4	C_2	C_3	C_4
3.6*	1.48 ± 0.05	2.7 ± 0.2	5.9 ± 0.3	1.44 ± 0.05	2.5 ± 0.1	5.1 ± 0.2
6.2	1.35 ± 0.15	2.2 ± 0.4	4.1 ± 0.9	1.31 ± 0.08	2.0 ± 0.2	3.5 ± 0.5
22.5	1.37 ± 0.21	2.3 ± 0.5	4.3 ± 1.4	1.31 ± 0.11	2.0 ± 0.3	3.6 ± 0.6
67	1.35 ± 0.32	2.3 ± 0.8	4.4 ± 2.2	1.30 ± 0.16	2.0 ± 0.4	3.5 ± 0.9
200	1.31 ± 0.15	2.1 ± 0.4	3.7 ± 0.9	1.32 ± 0.10	2.1 ± 0.2	3.9 ± 0.6
300	1.30 ± 0.17	2.0 ± 0.4	3.7 ± 1.0	1.31 ± 0.09	2.1 ± 0.2	3.7 ± 0.6

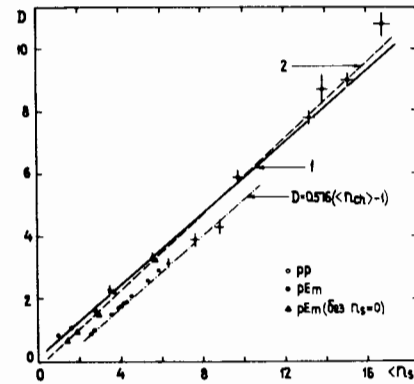


Рис. 3

На основе этого значения α на рис. 4а представлено n_s - распределение в переменной Бюраса $z' = (n_s + 0,243) / \langle n_s + 0,243 \rangle$. После фитирования экспериментальных точек кривой /2.4/ получены значения параметров $A = 2,34 \pm 0,15$, $B = -0,051 \pm 0,016$, $C = -0,78 \pm 0,10$, $D = -0,48 \pm 0,04$ и величина $\chi^2 / DF = 1,99$. Если исключить энергию 2,2 ГэВ, то χ^2 / DF незначительно улучшается и равно 1,86.

Обращая опять внимание на тот факт, что при низших энергиях в pEm -столкновениях события без рожденных заряженных частиц, т.е. с $n_s = 0$, образуют особую группу, в дальнейшем в диапазоне энергий от 2,2 до 22,5 ГэВ исключаем эти события из рассмотрения и строим зависимость полученных так стандартов от $\langle n_s \rangle$ /треугольники на рис.3/. При этом не касаемся событий с $n_s = 0$ при высших энергиях, так как их роль с ростом энергии исключается, и при 22,5 ГэВ их вклад составляет 0,7% от полного числа неупругих взаимодействий.

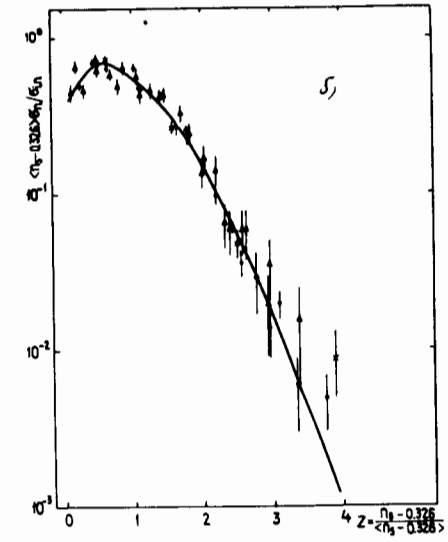
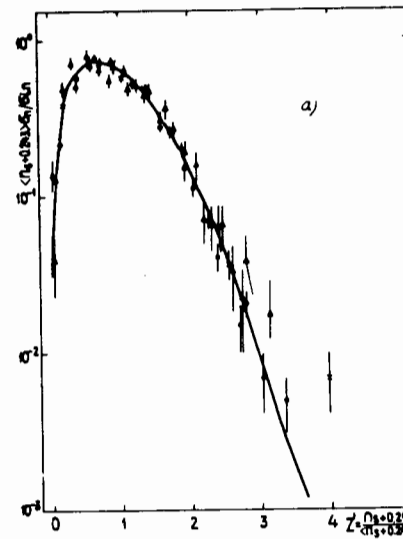


Рис. 4

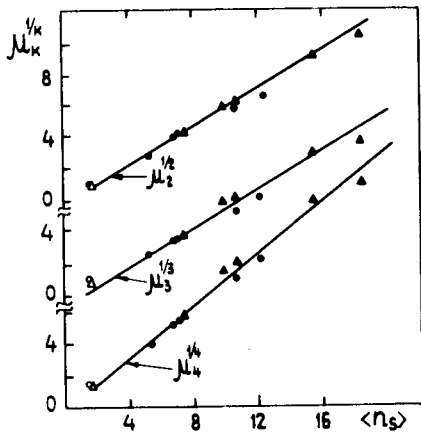
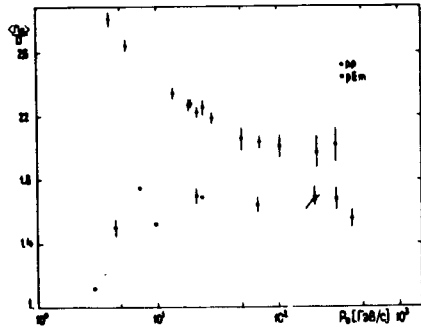


Рис.5

Рис.6



В результате подгонки функцией /3.1/ получено:

$$D = 0,613 \pm 0,009 / \langle n_s \rangle - 0,200 \pm 0,030 /,$$

где $\chi^2/DF = 14,6$ при числе точек 10 и значении $a = +0,326$ /кривая 2 на рис.3/. Видно, что фитирование кривой /3.1/ значительно улучшилось после исключения событий с $n_s = 0$ из данных до 22,5 ГэВ /значение χ^2/DF уменьшилось в 4 раза/.

На рис.4б представлено n_s -распределение в переменной Бюраса z' с использованием нового значения $a = 0,326$. После подгонки экспериментальных точек кривой /2.4/ получены для ее параметров значения $A = 1,86 \pm 0,33$, $B = 0,246 \pm 0,068$, $C = -0,97 \pm 0,17$, $D = -0,32 \pm 0,05$ и значение $\chi^2/DF = 2,16$ /после исключения энергии 2,2 ГэВ $\chi^2/DF = 2,12$ /. Кривая на рис.4аб - самый лучший фит выражением /2.4/ с параметрами, определенными выше.

На рис.5 показана зависимость первых трех моментов $\mu_k^{1/k}$ от $\langle n_s \rangle$ для взаимодействий протонов с группой легких и тяжелых ядер эмульсии. Не видно какой либо A -зависимости в поведении этих характеристик, хорошо выполняется линейная зависимость $\mu_k^{1/k}$ от $\langle n_s \rangle$, которая вытекает из скейлинговых свойств n_s -распределений.

Зависимость $\langle n_s \rangle / D(n_s)$ от энергии первичного протона приведена на рис.6. На этом же рисунке для сравнения приведены данные для n_{ch} распределений в неупругих pp -соударениях. Видно, что при $p_0 > 20$ ГэВ/с эта зависимость приблизительно одинакова в pEm - и pp -взаимодействиях и стремится к значениям $-1,7$ и -2 соответственно.

4. КОРРЕЛЯЦИИ МЕЖДУ ВТОРИЧНЫМИ ЧАСТИЦАМИ

В настоящей работе мы рассматриваем корреляции по множественности между сильноионизирующими h -частицами $|\beta| \leq 0,7$ и релятивистскими s -частицами $|\beta| > 0,7$ из pEm -соударений в изучаемой области энергий.

На рис.7 показана зависимость среднего числа h -частиц от числа s -частиц в событии. Проведена аппроксимация этой зависимости /с исключением событий с $n_s = 0$ при энергиях ≤ 20 ГэВ/ функцией типа

$$\langle N_h \rangle = kn_s + q, \quad /4.1/$$

результаты аппроксимации приведены в табл.3. Для сравнения в таблице представлены также данные при более высоких энергиях /1/.

Обратим внимание на два факта:

а/ - с ростом энергии первичного протона наклон кривых $\langle N_h \rangle = f(n_s)$ сначала быстро возрастает, в диапазоне энергий от 3,6 до 8,7 ГэВ достигает предельного значения, затем медленно падает вплоть до космических энергий;

б/ - при энергиях больше 20 ГэВ события с $n_s = 0$ образуют особую группу /отмечено нами в работе /8/ /, и средняя множественность h -частиц в таких событиях почти в два раза больше, чем в остальных случаях.

Если построить зависимость $\langle N_h \rangle$ от нормированного числа s -частиц $z = n_s / \langle n_s \rangle$ /рис.8/, то видно, что в отличие

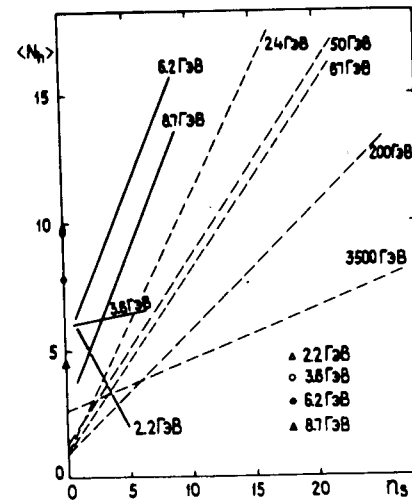


Рис.7

Таблица 3

Энергия, ГэВ	k	q	χ^2/DF
2.2	$-0,94 \pm 0,248$	$6,74 \pm 0,441$	1,36/1
3.6	$0,089 \pm 0,116$	$6,04 \pm 0,268$	2,70/3
6.2	$1,10 \pm 0,048$	$3,33 \pm 0,448$	45,58/6
8.7	$1,243 \pm 0,116$	$2,484 \pm 0,371$	9,08/6
22.5	$0,997 \pm 0,030$	$2,279 \pm 0,158$	58,87/13
24	$0,99 \pm 0,06$	$0,95 \pm 0,20$	—
50	$0,73 \pm 0,12$	$1,30 \pm 0,40$	—
67	$0,71 \pm 0,08$	$1,00 \pm 0,25$	—
200	$0,48 \pm 0,02$	$0,86 \pm 0,15$	—

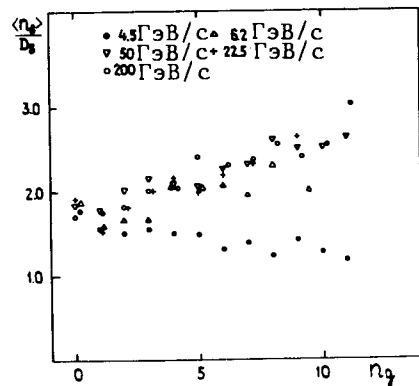
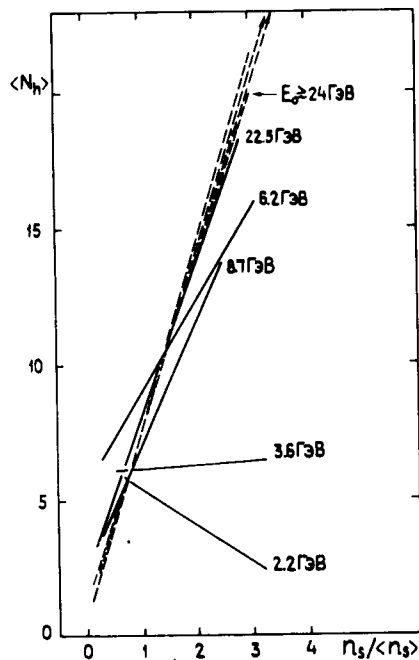


Рис. 8

Рис. 9

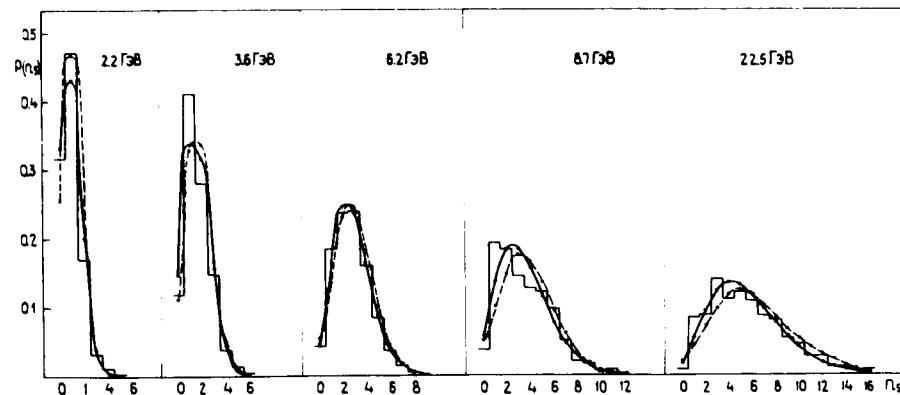


Рис. 10

В работе /12/ для описания формы n_{ch} -распределений в np -соударениях применено распределение Пойа-Энгенбергера

$$P(n) = \left(\frac{\langle n \rangle}{1 + g^2 \langle n \rangle} \right)^n \frac{1}{(1 + g^2 \langle n \rangle)^{1/g^2}} \frac{1}{n!} \prod_{\alpha=0}^{n-1} (1 + \alpha g^2), \quad /5.1/$$

где $g^2 = (D^2 - \langle n \rangle) / \langle n \rangle^2$. При $g^2 \rightarrow 0$ формула /5.1/ переходит в распределение Пуассона и, если экспериментальное значение g^2 положительно, то данное распределение шире распределения Пуассона /уже для $g^2 < 0$ /. Таким образом, g^2 можно рассматривать как меру отклонения данных от пуассоновского распределения. В этой работе также показано, что распределение /5.1/ хорошо описывает n_{ch} -распределения для разных типов np -взаимодействий, при этом параметр g^2 слабо зависит от сорта первичного адрона и имеет сильную энергетическую зависимость.

На рис.10 представлены n_p -распределения для pEm -взаимодействий в диапазоне энергий до 22,5 ГэВ.

Проведена аппроксимация функцией /5.1/ /сплошная кривая на рисунке/, результаты фитирования даны в табл.4а. Там же показаны для сравнения экспериментальные значения $g_{эксп}^2$. Видно, что распределение Пойа не совсем удовлетворительно описывает n_p -распределение в данном диапазоне энергий. Воспроизведение экспериментальных гистограмм ухудшается в основном при переходе к энергиям меньше 6 ГэВ. Интересно, что значения параметра g^2 , полученного при фитировании, в пределах ошибок совпадают с экспериментальным значением $g_{эксп}^2$.

Если из рассмотренного ансамбля событий исключить события без рожденных заряженных частиц, то из рис.11 и табл.4б видим, что при фитировании экспериментальных распределений функцией Пойа фит ухудшается, особенно при низших энергиях.

от предыдущего случая, с ростом энергии первичных протонов зависимость $\langle N_p \rangle$ от z изменяется монотонно и при энергиях больше 20 ГэВ достигает своего предельного значения.

И, наконец, на рис.9 представлены отношения $\langle n_p \rangle / D(n_p)$ для n_p -распределений в зависимости от n_p / g - частицы - это в основном протоны с кинетической энергией от 26 до 400 МэВ/.

Видно, что:

- а/ - при всех доступных энергиях наблюдается приблизительно-линейная зависимость отношения $\langle n_p \rangle / D(n_p)$ от n_p ;
- б/ - при энергии 3,6 ГэВ наклон этой кривой отрицателен и с ростом энергии налетающего протона возрастает, достигая предельного значения при энергиях ≥ 20 ГэВ.

5. ФОРМА n_p -РАСПРЕДЕЛЕНИЙ

Для описания формы распределений по множественности заряженных частиц в np -соударениях применялось большое число аппроксимаций. Исходя из предположения, высказанного в /1/, о том, что при рассмотрении hA -столкновений существенный вклад могут давать вторичные взаимодействия внутри ядра, используем в дальнейшем две параметризации, вытекающие из моделей со многими центрами рождения частиц.

Таблица 4

Энергия/ГэВ	22	3.6	6.2	8.7	22.5	50	200
а)							
q^2	-0.283 ± 0.040	-0.177 ± 0.012	-0.035 ± 0.011	0.136 ± 0.027	0.149 ± 0.016	0.28 ± 0.02	0.30 ± 0.01
$q_{\text{эксп.}}^2$	-0.253	-0.171	-0.033	0.149	0.170	0.24	0.29
χ^2/DF	13.33/4	82.51/5	12.27/8	29.26/11	39.99/15	1.05	1.37
б)							
q^2	-0.287 ± 0.028	-0.159 ± 0.012	-0.026 ± 0.013	0.192 ± 0.041	0.232 ± 0.028	—	—
$q_{\text{эксп.}}^2$	-0.490	-0.268	-0.071	0.108	0.162	—	—
χ^2/DF	113.8/3	175.7/4	22.14/7	23.09/10	14.90/14	—	—

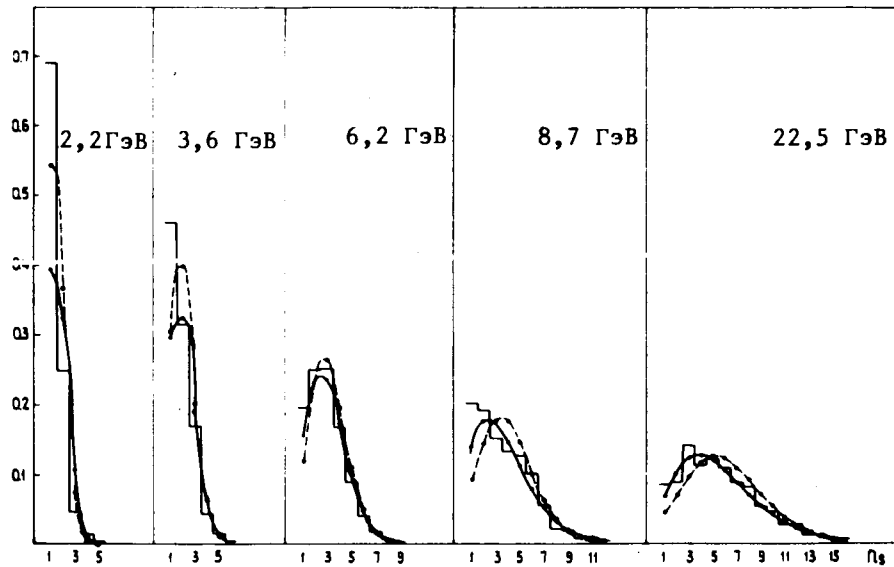


Рис. 11

На рис. 12 показана энергетическая зависимость параметра $q_{\text{эксп.}}^2$ в pEm -взаимодействиях и для сравнения приведены данные из pp -столкновений. Обращает на себя внимание сильная зависимость этого параметра от энергии первичного протона в области энергий до 20 ГэВ и выход на плато при высших энергиях.

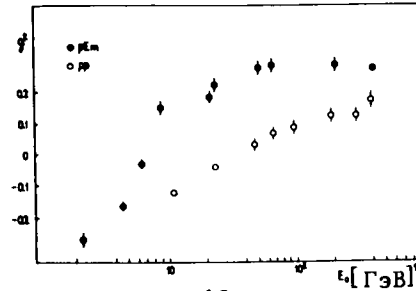


Рис. 12

Можно также отметить, что поведение этой зависимости в pEm -соударениях близко к ситуации в pp -неупругих взаимодействиях /белые кружки на рис. 12/.

Авторы работы /13/ предложили для описания n_{ch} -распределений в hp -взаимодействиях т.н. распределение Эджеворта. В переменной $x = (n - \langle n \rangle) / D$ плотность вероятности имеет вид

$$f(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}D} e^{-\frac{1}{2}x^2} \left\{ 1 + \frac{\gamma_1}{6} H_3(x) + \frac{\gamma_2 - 3}{24} H_4(x) + \frac{\gamma_1^2}{72} H_6(x) + \dots \right\}, \quad /5.2/$$

где $H_1(x)$ - полином Эрмита второго рода; $D = \mu_2^{1/2}$, $\gamma_1 = \mu_3 / D^3$ и $\gamma_2 = \mu_4 / D^4$ / μ_i - центральные моменты n_{ch} -распределения/.

При пренебрежении третьими и последующими членами из /5.2/ получается дискретное распределение /13/

$$P(n) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{D} e^{-\frac{1}{2}x^2} \left(1 + \frac{\gamma_1}{3!} H_3(x) \right), \quad /5.3/$$

которое по /13/ хорошо описывает экспериментальные данные для всех типов hp -соударений.

Нами была сделана попытка аппроксимировать n_s -распределения в pEm -соударениях при энергиях до 22,5 ГэВ для всех событий и для событий с $n_s \geq 1$.

В результате получено, что распределение /5.3/ плохо описывает экспериментальные данные в изучаемой нами области энергий /рис. 10 и 11/. Экспериментально полученные значения асимметрии n_s -распределений $\gamma_{1, \text{эксп.}}$ очень отличаются от тех же значений, приводящих к самому лучшему фиту n_s -распределений.

И наконец, на рис. 13 представлена энергетическая зависимость параметра $\gamma_{1, \text{эксп.}}$ для pEm -взаимодействий и для сравнения приведены данные по pp -соударениям. Видно, что в отличие от данных по pp -взаимодействиям, которые для высоких энергий / $p_0 \geq 10$ ГэВ/ энергетически независимы, в pEm -столкновениях значения $\gamma_{1, \text{эксп.}}$ сначала с ростом энергии падают /в pp -то же самое/, но начиная с энергии порядка ~6 ГэВ, γ_1 медленно растут с ростом энергии первичных протонов.

Нами была сделана также попытка аппроксимировать n_s -распределения в области до ~20 ГэВ распределением Пуассона, но во всех случаях получено неудовлетворительное согласие с экспериментом.

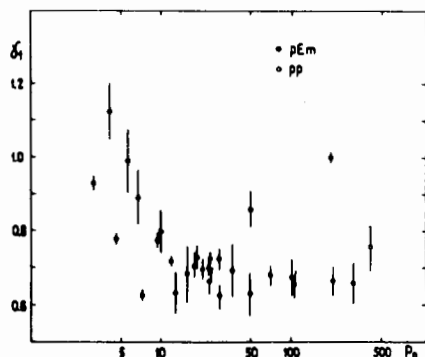


Рис.13

Таким образом можно сказать, что самой лучшей аппроксимацией для n_s -распределений в pEm -взаимодействиях в области энергий до 20 ГэВ является распределение Пойа-Эгенбергера.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Просуммировав результаты нашей работы, можно сделать следующие выводы:

1. Приближенный КНО-скейлинг наблюдается для pEm -соударений в области 2-20 ГэВ.
2. Согласие со скейлингом улучшается, если исключить события с $n_s = 0$, сечение рождения которых имеет ярко выраженную энергетическую зависимость.
3. Наилучшее описание n_s -распределений достигается КНО-функцией Бюраса со значением параметра $\alpha = -0,243$.
4. Моменты n_s -распределений в pEm -соударениях удовлетворяют известным соотношениям, вытекающим из наличия приближенного КНО-скейлинга.
5. Использование скейлинговых переменных приводит к монотонному изменению корреляционных зависимостей между множественностями различных типов частиц в pA -соударениях в интервале 2-400 ГэВ.
6. При всех доступных ускорительных энергиях выполняется приблизительно линейная зависимость отношения $\langle n_s \rangle / D(n_s)$ от n_s , при этом наклон этой зависимости с ростом энергии растет, достигая максимального значения при энергиях ≥ 20 ГэВ.
7. Более или менее удовлетворительное описание распределения по множественности s -частиц в области 2-20 ГэВ достигается распределением Пойа-Эгенбергера.
8. Параметр g^2 распределения Пойа имеет сильную зависимость от энергии в диапазоне энергий до ~ 20 ГэВ с выходом на плато при высших энергиях.

Авторы выражают благодарность К.Д.Толстову и К.Г.Гуламову за поддержку, постоянный интерес к работе и за ряд критических замечаний, сделанных при ее обсуждении.

ЛИТЕРАТУРА

1. Азимов С.А. и др. В кн.: Взаимодействия частиц с ядрами при высоких энергиях, Ташкент, "ФАН", 1981, с. 3.
2. Банник Б.П. и др. ОИЛИ, P1-13055, Дубна, 1980.
Bubnov V.I. et al. Z.Phys., 1981, A302, p. 133.
Bogdanski M. et al. Helv.Phys.Acta, 1969, 42, p. 485.
Жданов Г.Б. и др. ЖЭТФ, 1959, 37, с. 620.
Winzeller H. Nucl.Phys., 1965, 69, p. 661.
3. Koba Z., Nielsen H.B., Olesen P. Nucl.Phys., 1972, B40, p. 317.
4. Slattery P. Phys.Rev.Lett., 1972, 29, p. 1624.
5. Martin J.W. et al. Nuovo Cim., 1975, A25, p. 447.
6. Kaur M. et al. Nuovo Cim., 1978, A45, p. 161.
7. Азимов С.А. и др. ЯФ, 1975, 22, с.1168.
8. Shumberg M., Vokál S. Preprint JINR, E1-81-436, Dubna, 1981.
9. Азимов С.А. и др. ЯФ, 1977, 26, с.346.
10. Бубнов В.И. и др. Препринт ИФВЭ 81-11, Алма-Ата, 1981.
11. Buras A.J. et al. Phys.Lett., 1973, B47, p. 251.
12. Giovannini A. et al. Nuovo Cim., 1974, A24, p. 421.
13. De Wolf E., Dumont J.J., Verbeure F. Nucl.Phys., 1975, B87, p. 325.

Рукопись поступила в издательский отдел
28 мая 1982 года.

Вокал С., Шумбера М. Сравнительный анализ распределений по множественности ливневых частиц во взаимодействиях протонов с ядрами при энергиях ≤ 20 ГэВ 1-82-388

Представлены результаты анализа характеристик ν -частиц во взаимодействиях протонов с ядрами фотозмульсии в диапазоне энергий /2-22/ ГэВ. Показано, что в этой области энергий наблюдается приближенный КНО-скейлинг, наилучшее описание ν_s -распределений достигается КНО-функцией Бюраса со значением параметра $\alpha = -0,243$.

Изучены некоторые корреляционные зависимости ν - и h -частиц и получено, что при энергиях ≥ 20 ГэВ они достигают предельного значения.

Показано, что более или менее удовлетворительное описание формы ν_s -распределения достигается функцией Пойа-Эгенбергера, при этом параметр g^2 этого распределения выходит на плато при энергиях ≥ 20 ГэВ.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1982

Vokál S., Shumbera M. Comparative Analysis of Multiplicity Distributions of Shower Particles Emitted in Proton-Nucleus Interactions at ≤ 20 GeV Energies 1-82-388

The results of analysis of characteristics of ν -particles emitted in interactions of protons with emulsion nuclei in the (2-22) GeV energy range are presented. It is shown that in this energy range approximate KNO-scaling is observed, better description is given by Buras function with $\alpha = -0.243$ parameter value. Some multiplicity correlations of ν - and h -particles are studied. It is obtained that at energies > 20 GeV they have asymptotic regime. It is shown that rather good description of the form of ν_s -distribution is obtained by Poya-Egenberger's function. It is seen that the parameter g^2 of this distribution comes on the plateau at ≥ 20 GeV energies.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1982

Перевод О.С.Виноградовой.