

СЗ 23.58
Б-245

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



2/IV-79

1187/2-79

P2 - 12083

В.С.Барашенков, Н.В.Славин

ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ
ИНКЛЮЗИВНЫХ СЕЧЕНИЙ $N-N$
И $\pi-N$ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ
В ОБЛАСТИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

1978

P2 - 12083

В.С.Барашенков, И.В.Славин

ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ
ИНКЛЮЗИВНЫХ СЕЧЕНИЙ $N-N$
И $\pi-N$ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ
В ОБЛАСТИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Барашенков В.С., Славин Н.В.

P2 - 12083

Феноменологическое описание инклюзивных сечений
N-N и π -N взаимодействий в области высоких энергий

Получены феноменологические выражения для дифференциальных одночастичных инклюзивных сечений рождения нуклонов и π -мезонов в N-N и π -N столкновениях. Эти выражения описывают известные экспериментальные данные в широкой области энергий: приблизительно от 10 до 2000 ГэВ.

Работа выполнена в Лаборатории вычислительной техники и автоматизации ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1978

Barashenkov V.S., Slavin N.V.

P2 - 12083

Phenomenological Description of the Inclusive
N-N and π -N Interaction Cross-Sections in the
High Energy Region

Using the considerations connected with the scaling hypothesis and the Regge pole model the phenomenological expressions are drawn for the differential inclusive one-particle cross-sections of the nucleon and pion production in the N-N and π -N collisions. These expressions describe the known experimental data in a wide energy region approximately from 10 GeV up to 2000 GeV.

The investigation has been performed at the Laboratory of Computing Techniques and Automation, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1978

Для анализа механизмов взаимодействия адронов с ядрами, для расчета радиационной защиты, оценки интенсивности пучков вторичных частиц на ускорителях и ряда других задач необходимо иметь аналитические выражения дифференциальных сечений вылета нуклонов и π -мезонов в неупругих N-N и π -N взаимодействиях $d^3\sigma/d^3p$, которые были бы пригодны для широкой области энергий первичных частиц $T \gg 1$ ГэВ ^{ж)}.

Такие выражения с феноменологическими, подбираемыми из сравнения с опытом, коэффициентами можно получить в инклюзивном подходе, используя гипотезу скейлинга. В ряде случаев – например, для спектров протонов, π^+ или π^- -мезонов в p - p столкновениях – точность полученных выражений оказывается очень высокой. К сожалению, известные в настоящее время экспериментальные данные пока не позволяют определить коэффициенты для всех типов реакций, различающихся знаками заряда первичных и вторичных частиц. В частности, почти нет данных для π^0 -мезонов, остаются неисследованными распределения вторичных нейтронов и т.д. В этих случаях приходится использовать выражения, полученные для частиц другого знака заряда, что вносит погрешности в абсолютную величину

^{ж)} Здесь и везде далее T – кинетическая энергия налетающей частицы в лабораторной системе координат. Мы будем использовать стандартные обозначения: s – квадрат полной энергии сталкивающихся частиц в системе центра масс, $p_{||}$ и p_{\perp} – продольная и поперечная компоненты импульса вторичной частицы в этой системе координат, $E = (p_{||}^2 + p_{\perp}^2 + m^2)^{1/2}$ – соответствующая энергия частицы, $\alpha = 2p_{||}/\sqrt{s}$, $\alpha' = 2E/\sqrt{s}$.

сечений выхода частиц и может весьма заметно исказить вид дифференциальных распределений $d^3\sigma(p_{||}, p_{\perp}, s)/d^3p$ в области больших значений $p_{||}$ и p_{\perp} .

Тем не менее для указанных выше задач точность феноменологических выражений $d^3\sigma/d^3p$ оказывается вполне приемлемой, поскольку большие импульсы важны лишь для лидирующих частиц, распределение которых аппроксимируется достаточно точно; что же касается остальных частиц, то они очень редко имеют большие значения $p_{||}$ и p_{\perp} . Если столкновения частиц рассчитываются (разыгрываются) методом Монте-Карло, то несущественными оказываются и погрешности в абсолютной величине сечений $d^3\sigma/d^3p$, т.к. множественность вторичных частиц, их энергии и углы вылета можно определить с помощью относительных - например, нормированных на единицу - дифференциальных распределений (вероятности взаимодействий в этом случае определяются независимо, см. /1/).

Для описания дифференциального распределения "сохраняющихся" частиц в $N-N$ столкновениях можно использовать выражение *)

$$E \frac{d^3\sigma(p_{||}, p_{\perp}, s)}{d^3p} \left[\frac{M_B}{\Gamma_{30}^2/c^3} \right] = \begin{cases} \frac{A(1-x)^{\beta p_{\perp}^2}}{(\mu_c^2 + p_{\perp}^2)^N} (1 - De^{-fx}) & |x| < 0.7 \\ -\frac{26.6 t (1-x)^{1-.8t}}{(\mu_c^2 - t)^2} e^{.33t} + F(x, p_{\perp}, s) & 0.7 \leq |x| < 1 \end{cases} \quad (1)$$

где

$$F(x, p_{\perp}, s) = \sum_{i=1}^4 G_i (s_0/s)^{\alpha_i} (1-x)^{\beta_i} \gamma_i t e^{R_i t} \quad (2)$$

$$t = -p_{\perp}^2/x - (1-x)(M_c^2/x - M_a^2) \quad (3)$$

*) "Сохраняющейся" мы называем частицу "а" в реакции $a+b \rightarrow c+\dots$, если направление движения частицы "а" до столкновения было выбрано за начало отсчета азимутального угла θ . При этом распределение для "сохраняющейся" частицы "b" в реакции $a+b \rightarrow b+\dots$ описывается формулами (1)-(3) с заменой $x \rightarrow -x$ (т.е. угол $\theta \rightarrow \pi - \theta$). В случае $p-p$ или $n-n$ столкновения частицы "а" и "b" совершенно равноправны.

Если "сохраняющаяся" частица "а" или "b" вылетает соответственно под малым ($\theta \sim 0$) или большим ($\theta \sim \pi$) углом, то она уносит, как правило, основную часть энергии сталкивающихся частиц. Такую частицу обычно называют "лидирующей".

M_a и M_c - массы частиц в инклюзивной реакции $a+b \rightarrow c+\dots$ (в данном случае $M_a = M_c$ - масса нуклона), $s_0 = 1 \text{ ГэВ}^2$,

μ_{π} - масса π -мезона.

Значения постоянных приведены в таблицах I и 2.

Таблица I.

Значения постоянных в распределениях "сохраняющихся" частиц

i	α_i	β_i	γ_i	$N+N \rightarrow N+X$		$\pi+N \rightarrow \pi+X$		$\pi+N \rightarrow N+X$	
				G_i	R_i	G_i	R_i	G_i	R_i
1	0	-1	0.3	0.63	3.4	0.66	1.2	0.	-
2	0.5	-0.5	1.5	32.	1.2	9.	0.6	71.	1.2
3	0	0	1.5	4.7	0.	1.6	0	16.	0.1
4	0.5	-1.5	0.3	1.9	3.6	0.62	1.2	0.	-

Таблица 2.

	$NN \rightarrow NX$	$\pi N \rightarrow \pi X$	$\pi N \rightarrow NX$
A	87.	85.	81.
B	1.14	1.12	1.13
C	-	2.3	0.
D	0.98	0.	0.975
F	0.985	-	0.98
μ_c^2	1.31	1.21	1.3
N	4.5	4.3	4.5

Как видно из рис.1, выражение (1) очень хорошо согласуется с экспериментом. Это согласие имеет место при энергиях $T \geq 10$ ГэВ.

Инклюзивный спектр π -мезонов, рождающихся в $N-N$ столкновениях, описывается выражением:

$$E \frac{d^3\sigma(p_1, p_2, S)}{d^3p} \left[\frac{MB}{T^2 \beta^2 / c^3} \right] = A(1-x)^B e^{-cx} \left[e^{-Dp^2} + f e^{-Gp_1/\sqrt{S}} / (\mu_c^2 + p_1^2)^N \right] * (4) \\ * [1 - P \exp(-Q \cdot x)].$$

Значения постоянных указаны в таблице 3.

Таблица 3.

Значения постоянных для спектра π^+ или π^- -мезонов в $N-N$ столкновениях

	A	B	C	D	f	G	μ_c^2	N	P	Q
π^+	11.	3.1	0.88	3.	2.0	22.7	0.88	4	0.08	3.
π^-	9.	4.0	1.21	3.	1.9	19.6	0.86	4	0.08	3.

Степень согласия выражения (4) с экспериментом для заряженных мезонов иллюстрирует рис.1. Для π^0 -мезонов экспериментальных данных при высоких энергиях не известно; значения коэффициентов в этом случае будем считать равными среднему между двумя наборами, приведенными в таблице 3.

Коэффициенты для $p-n$ взаимодействий будем выбирать такими же, как для $p-p$ взаимодействий.

Распределение "сохраняющихся" π -мезонов в $\pi-N$ столкновениях хорошо описывается выражением

$$E \frac{d^3\sigma(p_1, p_2, S)}{d^3p} \left[\frac{MB}{T^2 \beta^2 / c^3} \right] = \frac{A(1-x)^B p_1^2}{(\mu_c^2 + p_1^2)^N} (1 - D e^{-Fx}) e^{-cx} + F(x, p_1, S) \quad (5) \quad 0 < x < 1$$

с коэффициентами, указанными в таблицах 1 и 2.

Сравнение расчетных и экспериментальных спектров показано на рис.2. На этом же рис. показано распределение протонов, рассчитанное по формуле (5) с заменой $x \rightarrow -x$ с коэффициентами из таблицы 1 и 2.

Инклюзивный спектр вторичных мезонов с зарядами, отличающимися от заряда налетающего мезона, выберем в виде (4). Соответствующие значения коэффициентов указаны в таблице 4.

Таблица 4.

Значения постоянных для спектра вновь рождающихся мезонов в $\pi-N$ столкновениях

	A	B	C	D	f	G	μ_c^2	N	P	Q
π^{\pm}	9	2.0	0.6	2	1.41	21.1	0.86	3.0	0.1	2.7
π^0	5	2.1	0.9	2	1.52	21.6	0.87	3.1	0.5	2.2

На рис. 2 и 3 спектры мезонов, рассчитанные по формуле (4), сравниваются с опытом. Как видно, согласие вполне удовлетворительное.

Как уже отмечалось выше, для многих целей вполне достаточно относительные значения дифференциальных распределений рождающихся частиц. В тех же случаях, когда необходимо знать более точную абсолютную величину сечений, выражения (1), (4) и (5) следует умножить на поправочные коэффициенты $\omega(s) \approx 7/5^{3.6}$, полученные из условия нормировки. Эти коэффициенты указаны в таблице 5.

Таблица 5

Поправочные множители для абсолютных значений сечений

Формула №	Взаимодействие	Вторичная частица	$\omega(s) \times 10^{-2}$			
			S = 16.77	S = 375	S = 1998	S = 2815
1	$N-N$	$N(\text{соxp})$	3.95	2.77	2.56	2.43
4	$N-N$	π^-	1.69	0.69	0.47	0.44
5	$\pi-N$	$\pi(\text{соxp})$	2.31	1.09	0.65	0.59
4	$\pi-N$	π	2.82	0.85	0.52	0.48

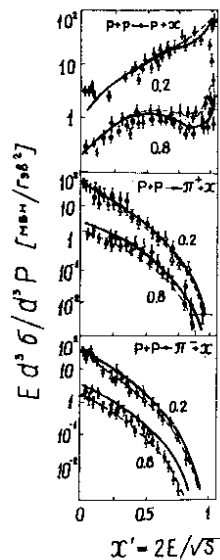


Рис. 1. Дифференциальные распределения вторичных частиц в неупругих pp -столкновениях. Сплошные кривые - расчет для $T=1500$ ГэВ, пунктирные - для $T=24$ ГэВ. Экспериментальные точки взяты из работы /2/ (\bullet - 1500 и 1100 ГэВ, Δ - 19,2 и 24 ГэВ, \times - 285 и 500 ГэВ). Около кривых указаны значения P_{\perp} (ГэВ/с). E - энергия вторичной частицы в с.ц.и.

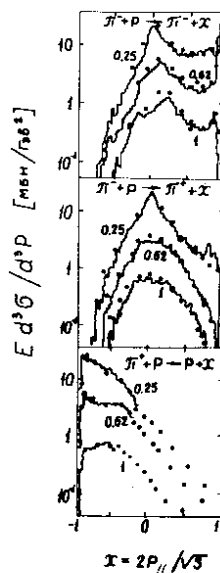


Рис. 2. Дифференциальные распределения вторичных частиц в неупругих πp -столкновениях. Точки - расчет для $T=16$ ГэВ. Экспериментальные кривые взяты из работ /3,5/. Около кривых указаны значения P_{\perp} (ГэВ/с). P_{\parallel} - продольная компонента импульса вторичной частицы в с.ц.и.

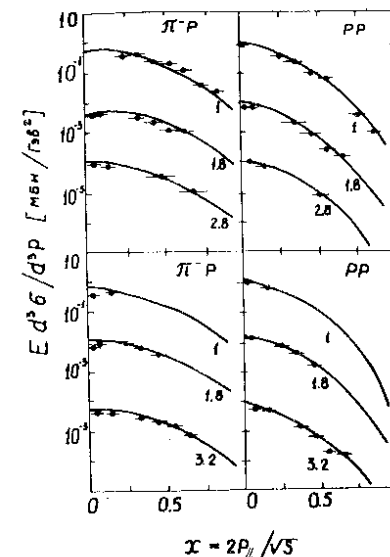


Рис. 3. Дифференциальные распределения π^0 -мезонов, рождающихся в $p-p$ и $\pi-p$ -столкновениях. Кривые - расчет для $T = 100$ ГэВ (верхняя половина рисунка) и $T = 200$ ГэВ (нижняя половина рисунка). Экспериментальные точки взяты из работы /4/. Около кривых указаны значения P_{\perp} (ГэВ/с).

Литература

1. Барашенков В.С., Тонеев В.Д. Взаимодействия высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами. Атомиздат, М., 1972.
2. YEN E. Phys. Rev., 1974, D10, p.836.
3. Deutschmann M. Amsterdam International Conf. on Elementary Particles, Amsterdam, 1971, p.153.
4. Donaldson G., et. al., Phys. Rev., 1978, B73, p.375.
5. Ferbel T., UR-408, ROCHESTER, 1973.

Рукопись поступила в издательский отдел
14 декабря 1978 года.