

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

5163 / 2-80

3/41-80

P2-80-533

В.С.Барашенков, Н.В.Славин

ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКАЯ АППРОКСИМАЦИЯ
НУКЛОННЫХ СПЕКТРОВ
В НЕУПРУГИХ N-N ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ
ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

Направлено в "Acta Physica Polonica"

1980

Для анализа механизмов взаимодействия адронов с ядрами, для расчета радиационной защиты, оценок интенсивности пучков вторичных частиц на ускорителях и ряда других задач необходимо иметь аналитические выражения дифференциальных сечений вылета протонов и нейтронов в неупругих $p-p$ и $p-n$ взаимодействиях $d^3\sigma/dp^3$, которые были бы пригодны для широкой области энергий первичных частиц $T \gg 1$ ГэВ*.

Такие выражения, сравнительно простого вида, с подобранными из сравнения с опытом коэффициентами можно получить в одночастичном инклюзивном подходе, используя гипотезу скейлинга /см., например, работы^{/1-7/}, где можно найти дальнейшую библиографию/. В некоторых случаях точность выражений оказывается довольно высокой. К сожалению, эти выражения, как правило, применимы лишь в ограниченной области значений кинематических переменных. Для более полного описания эксперимента приходится вводить дополнительные феноменологические члены, которые уточняются по мере накопления экспериментальных данных^{/8/**}.

Еще одна трудность, возникающая при построении аппроксимирующих выражений, состоит в том, что известные в настоящее время экспериментальные данные пока не позволяют с равной точностью определить численные коэффициенты для всех типов реакций, различающихся зарядами первичных и вторичных частиц. Пока еще плохо исследованы спектры нейтронов в $p-p$ столкновениях,

* 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_{\parallel} и p_{\perp} - продольная и поперечная компоненты импульса вторичной частицы в этой системе координат, $E = T + m = (p_{\parallel}^2 + p_{\perp}^2 + m^2)^{1/2}$ - соответствующая энергия частицы $x = 2p_{\parallel} / s^{1/2}$, $x_{\perp} = 2p_{\perp} / s^{1/2}$.

** Вид этих членов также подсказывается теоретическими исследованиями аналитических свойств амплитуд взаимодействий, однако ситуация здесь весьма неоднозначна.

очень мало данных для p - n взаимодействий, особенно для вторичных нейтронов. В таких случаях приходится приспособлять выражения, полученные для частиц другого знака заряда, что вносит определенные погрешности в абсолютную величину сечений выхода частиц и может заметно исказить вид дифференциальных распределений $d^3\sigma(x, p_{\perp}, s)/dp^3$, особенно в области больших значений x и p_{\perp} .

Тем не менее, для указанных выше задач точность феноменологических выражений $d^3\sigma/dp^3$ оказывается вполне приемлемой, поскольку большие импульсы важны, главным образом, лишь для лидирующих частиц, распределение которых аппроксимируется достаточно точно; что же касается остальных частиц, то они сравнительно редко имеют большие значения x и p_{\perp} . Если столкновения частиц рассчитываются /разыгрываются/ методом Монте-Карло, то несущественными оказываются и погрешности в абсолютной величине сечений $d^3\sigma/dp^3$, так как множественность вторичных частиц, их энергии и углы вылета можно определить с помощью относительных - например, нормированных на единицу, - дифференциальных распределений /см.^{19/} /.

Следует также иметь в виду, что благодаря недостаточной точности экспериментальных сечений $d^3\sigma/dp^3$, на основе которых подбираются коэффициенты в аппроксимирующих формулах, часто оказывается так, что выражение, хорошо описывающее дифференциальные распределения, приводит к плохо согласующимся с опытом /в пределах фактора 1,5-2/ значениям средней энергии рождающихся частиц $\langle T \rangle$, их среднего поперечного импульса $\langle p_{\perp} \rangle$ и других интегральных характеристик. Вместе с тем точность аппроксимирующих выражений существенно улучшается, если эти выражения подбирать при условии хорошего согласования расчетных интегральных величин с результатами измерений. Приводимые ниже аппроксимации получены с учетом этого требования.

Мы рассмотрим область энергий от $T \approx 5$ ГэВ до T - нескольких тысяч ГэВ. При меньших энергиях для определения характеристик вторичных нуклонов можно использовать хорошо разработанные монте-карловские методы и аппроксимирующие выражения, основанные на резонансных моделях /см.^{19/}, где можно найти дальнейшую библиографию/. В области энергий, больших нескольких тысяч ГэВ, где имеются лишь разрозненные и неточные космические экспериментальные данные, используемые нами выражения с определяемыми из опыта коэффициентами, становятся весьма приближенными. Однако в силу недостатка экспериментальной информации даже такие оценочные аппроксимации представляют здесь большой интерес.

Дифференциальное распределение "сохраняющихся" частиц в N-N столкновениях можно описать выражением *:

$$E \frac{d^3 \sigma(x, p_{\perp}, s)}{dp^3} \left[\frac{M_{0N}}{\Gamma \Omega B^2 / c^3} \right] =$$

$$= a(1 + bx s^{c-x_{\perp}} s^{0,27}) \frac{r p_{\perp}^2}{(p_{\perp}^2 + \mu)^d} e^{gx} + us^v (1-x) e^{-5p_{\perp}^2} x$$

/1/

$$0 \leq |x| < 0,7$$

$$\times A |t| \frac{(1-x)^{1-\alpha t}}{(0,0195-t^2)^2} e^{Rt} + \sum_{i=1}^4 G_i \left(\frac{s_0}{s}\right)^{\alpha_i} (1-x)^{\beta_i - \gamma_i t} e^{R_i t},$$

$$0,7 \leq |x| < 1$$

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

/2/

Здесь M_a и M_c - массы частиц в инклюзивной реакции $a + b \rightarrow c + \dots$ /в данном случае $M_a = M_c$ - масса нуклона/, $s_0 = 1 \text{ ГэВ}^2$. Значения постоянных приведены в табл. 1 и 2. Во всех выражениях для x следует использовать абсолютное значение. В случае p-p и n-p взаимодействий распределения частиц в области положительных и отрицательных значений x симметричны относительно $x=0$. Такой симметрии нет для p-p взаимодействий, где сохраняющимися частицами считается протон при $x > 0$ и нейтрон при $x < 0$ /в n-p взаимодействии знак x изменяется на обратный/.

Как видно из рис. 1-3, выражение /1/ хорошо согласуется с экспериментом. Это согласие имеет место при энергиях $T \geq 5 \text{ ГэВ}$.

Выражения /1/, /2/ применимы также для описания спектров несохраняющихся нуклонов в реакциях с перезарядкой налетающих

* "Сохраняющейся" мы называем частицу a в реакции $a + b \rightarrow a + \dots$, если эта частица после взаимодействия вылетает в ту же полу-сферу, что и до взаимодействия. Распределение для "сохраняющейся" частицы b в реакции $a + b \rightarrow b + \dots$ описывается формулами /1/-/2/ с заменой $|x| \rightarrow |-x|$ /т.е. азимутальные углы вылета частиц a и b связаны соотношением $\theta_b = \pi - \theta_a$ /. В случае p-p или n-p столкновения частицы a и b совершенно равноправны.

Если "сохраняющаяся" частица a 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 называют лидирующей.

Таблица 1

Значения коэффициентов в спектрах сохраняющихся
и несохраняющихся нуклонов при $|x| < 0,7$

Кoeff.	a	b	c	d	f	g	μ	ν	ν
Реакция									
pp \rightarrow p + ...	100	9,4	-0,06	6,43	0,21	1,5	1,81	230	-1
pn \rightarrow p + ...	$x < 0$	6,03,6	-0,01	4,9	1,0	3,0	1,36	230	-1
	$x > 0$	95	8,5	-0,06	6,43	0,45	1,4	1,84	210
pp \rightarrow n + ...	13	0,35	0,17	5,5	1,2	-0,4	1,25	210	-1

Таблица 2

Значения коэффициентов в спектрах сохраняющихся
и несохраняющихся нуклонов при $|x| \geq 0,7$

Одинаковые для всех реакций			pp \rightarrow p + ...	pn \rightarrow p + ...	pp \rightarrow n + ...
A			19	23/23/*	3,8
R			4,3	5,6/0,08/	0,23
α			0,6	1,2/1,3/	1,62

i	α_i	β_i	γ_i	G_i	R_i	G_i	R_i	G_i	R_i
1	0	0	1,5	3,3	-0,38	5,7/3,8/	0,07/4,8/		
2	0	-0,5	0,85	9	6,5	1	10	0,007	0,45
3	0,5	-0,5	1,5	57	3,6	24	1,4	5,1	4,1
4	0	-1	0,2	0,2	1,5	0,07	1,3		

*Для области $x < 0$

частиц: нейтронов в p-p взаимодействиях, протонов с $x < 0$ и нейтронов с $x > 0$ в p-n взаимодействиях /и соответствующих частиц в зарядово-симметричных n-n и n-p столкновениях/. Отличие от сохраняющихся частиц лишь в значениях коэффициентов /см. табл.1,2/.

Из рис.4,5 видно, что в случае p-p взаимодействий расчетные сечения хорошо согласуются с экспериментом. Более трудным является случай p-n взаимодействий, где очень мало экспериментальных данных. В табл.1,2 указаны значения коэффициентов,

Рис. 1. Дифференциальные распределения вторичных протонов в неупругих p-p столкновениях для области $x \leq 0,6$. Точечные кривые - расчет для $T=10$ ГэВ, пунктир - расчет для $T=10^3$ ГэВ. Возле кривых указаны значения p_{\perp} /ГэВ/с/. Экспериментальные точки взяты из работы /10/.

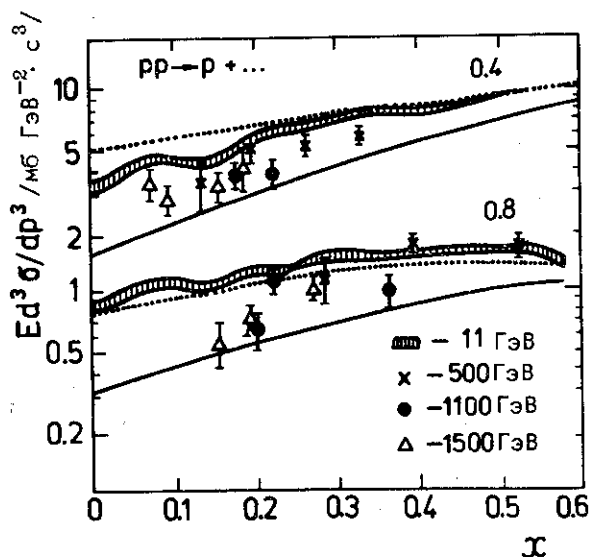
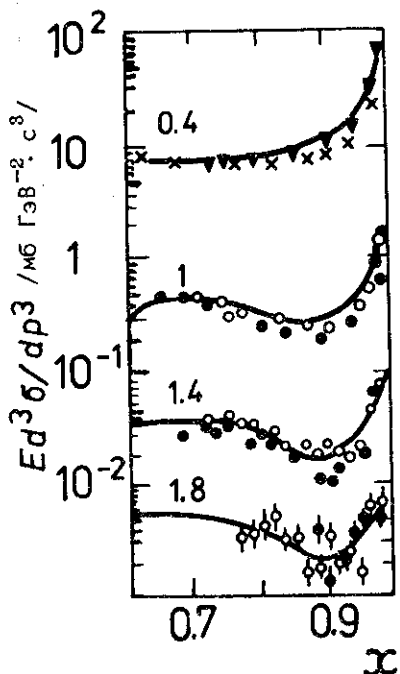


Рис. 2. Дифференциальные распределения вторичных протонов в неупругих p-p столкновениях для области $x \geq 0,6$. Кривые - расчет для $T=10^3$ ГэВ. Возле кривых указаны значения p_{\perp} /ГэВ/с/. Значками x, ∇ , \bullet , \circ нанесены экспериментальные точки /11,12/ соответственно для $T=385, 659, 1062, 1482$ ГэВ.



при которых получается наилучшее согласие с известными экспериментами /см.рис.6/, однако можно ожидать, что результаты более детальных измерений, возможно, потребуют уточнения этих коэффициентов.

В области $T \geq 5$ ГэВ расчетные множественности протонов и нейтронов $\langle n_p \rangle \approx 1,4$, $\langle n_n \rangle \approx 0,6$, где

$$\langle n_x \rangle = \sigma_{iN}^{-1} \int d^3 \sigma_x = \sigma_{iN}^{-1} \int (E \frac{d^3 \sigma}{dp^3}) \frac{d^3 p}{E} . \quad /3/$$

σ_{iN} - полное экспериментальное сечение неупругого взаимодействия нуклонов. Результаты расчетов хорошо согласуются с опытом /рис.7/.

Исходя из статистических соображений, основанных на изотопической инвариантности, часто утверждается, что при большом числе вторичных частиц $\langle n_p \rangle = \langle n_n \rangle$, независимо от заряда сталкивающихся нуклонов. Приведенные данные показывают, что в p-p

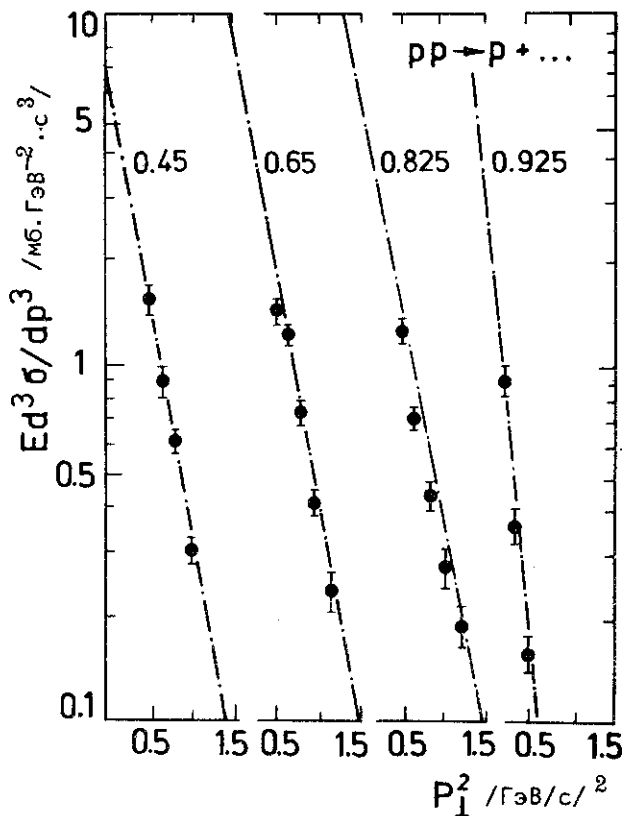


Рис.3. Распределение протонов в неупругих p-p - столкновениях по величине их поперечного импульса при $T = 1062$ ГэВ. Кривые - расчет, точки - эксперимент /13/. Возле кривых указаны значения α .

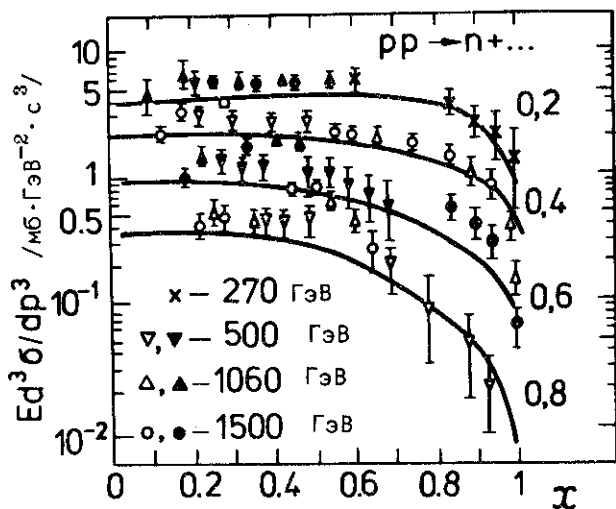


Рис. 4. Дифференциальные распределения нейтронов в p-p -взаимодействиях. Кривые - расчет для $T = 10^3$ ГэВ. Возле кривых указаны значения $p_{\perp} / \text{ГэВ}/c$. Экспериментальные точки взяты из работы /14/.

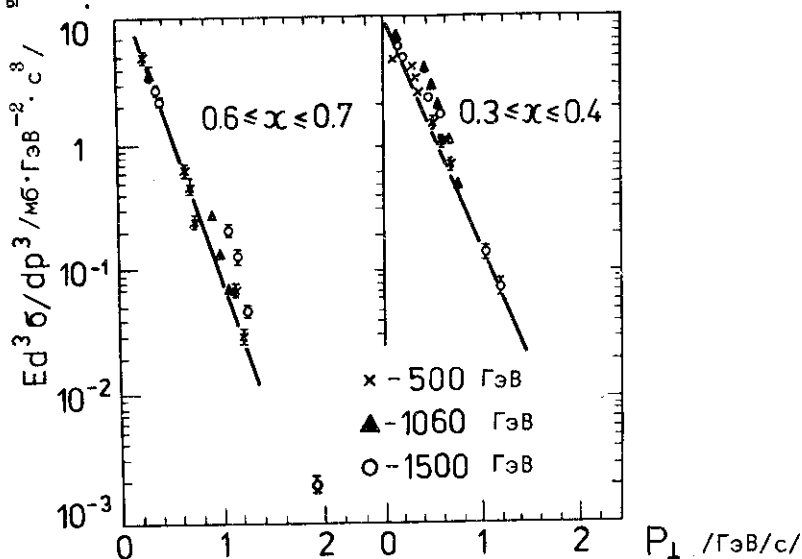


Рис. 5. Распределения нейтронов в p-p взаимодействиях по величине их поперечного импульса. Кривые - расчет для $T = 10^3$ ГэВ. Возле кривых указаны диапазоны значений χ , к которым относятся экспериментальные точки /14/. /Расчет выполнялся для соответствующих средних значений/.

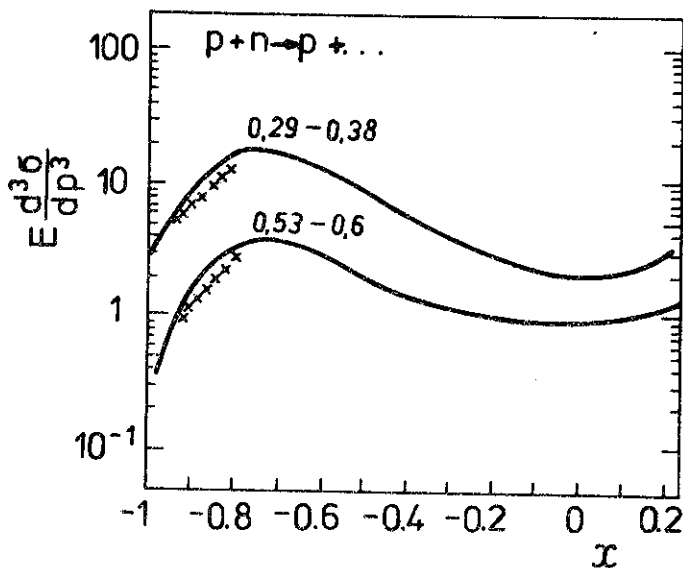


Рис.6. Распределения протонов в неупругом p - n взаимодействии при $T = 56,7$ ГэВ. Кривые - расчет для указанных интервалов p_{\perp} /ГэВ/с/. Экспериментальные точки взяты из работы /15/.

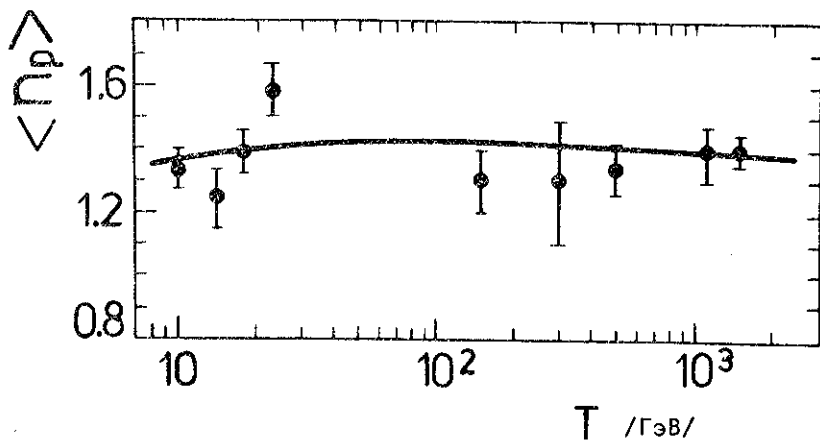


Рис.7. Среднее число вторичных протонов в неупругом p - p столкновении. Кривая - расчет по формуле /3/, точки - экспериментальные данные /16-26/.

Таблица 3

Интегральные характеристики вторичных протонов в неупругих p-p взаимодействиях /система центра масс/

T, ГэВ	$\langle p_{\perp p} \rangle$, ГэВ/с	$\langle T_p \rangle$, ГэВ	$\langle K_p \rangle$
10	0,38	0,62	0,34
20	0,39	0,99	0,31
10 ²	0,41	3,17	0,30
5 · 10 ²	0,42	8,02	0,29
10 ³	0,44	11,6	0,29
1,5 · 10 ³	0,44	14,4	0,29
5 · 10 ³	0,44	26,9	0,29

столкновениях средние множественности протонов и нейтронов остаются различными даже при очень высоких энергиях. О равенстве значений $\langle n \rangle$ и $\langle n_n \rangle$ можно говорить лишь в случае p-n взаимодействий.

В табл. 3 указаны значения среднего поперечного импульса протонов в p-p столкновениях

$$\langle p_{\perp}(s) \rangle = \sigma[p_{\perp}; s] / \sigma[1; s], \quad /4/$$

где функционал

$$\sigma[z; s] = \pi \int_{-1}^{+1} dx \int_0^{p_{\perp \text{ макс.}}^2} E \frac{d^3 \sigma(x, p_{\perp}, s)}{dp^3} \frac{z(x, p_{\perp}, s) dp_{\perp}^2}{\sqrt{x^2 + \frac{4}{s}(p_{\perp}^2 + M_c^2)}}. \quad /5/$$

$p_{\perp \text{ макс.}}$ - максимальная величина поперечного импульса протона. Вычисленные значения близки к экспериментальным, которые составляют около 0,4 ГэВ/с в области $T \approx 5-30$ ГэВ и очень медленно возрастают до значения 0,44 при $T \sim 10^3$ ГэВ.

По сравнению с протонами средние поперечные импульсы нейтронов, рождающихся в p-p столкновениях, оказываются на несколько процентов большими, хотя в пределах точности используемых аппроксимаций на этом различии настаивать трудно.

В табл. 3 приведены также значения средней кинетической энергии протона в системе центра масс

$$\langle T_p(s) \rangle = \sigma[E; s] / \sigma[1; s] - M_p \quad /6/$$

и средней доли уносимой им энергии

$$\langle K_p(s) \rangle = \{ \langle T_p(s) \rangle + M_p \} / \sqrt{s}. \quad /7/$$

При $T \approx 10$ ГэВ величина $\langle T_p \rangle$ близка к экспериментальному значению $0,6$ ГэВ ^{/27,28/} и далее возрастает несколько быстрее, чем $\sim s / \text{т.е.} \sim T^{1/2}$ /. Значения $\langle K_p \rangle$ остаются практически постоянными во всем диапазоне энергий $T \geq 20$ ГэВ. Средняя кинетическая энергия рождающегося в $p-p$ столкновении нейтрона $\langle T_n \rangle$ в $1,5-2,5$ раза меньше, чем у протона. С увеличением энергии первичной частицы энергия $\langle T_n \rangle$ возрастает несколько медленнее, чем $\langle T_p \rangle$: при $T = 10$ ГэВ отношение $\langle T_p \rangle / \langle T_n \rangle = 1,4$, при $T = 10^2$ и 10^3 ГэВ оно составляет соответственно 2 и $2,5$.

Если принять во внимание относительную вероятность рождения протона и нейтрона, то для средней энергии, уносимой протоном в акте неупругого $p-p$ столкновения, получается приблизительно вчетверо большее значение, чем для нейтрона. При этом коэффициент неупругости $p-p$ взаимодействия, т.е. доля энергии, уносимая всеми вновь родившимися частицами

$$\begin{aligned} \langle K \rangle &= 1 - \langle n_p \rangle \{ \langle T_p \rangle + M_p \} / \sqrt{s} - \langle n_n \rangle \{ \langle T_n \rangle + M_n \} / \sqrt{s} = \quad /8/ \\ &= 1 - \langle n_p \rangle \{ \langle T_p \rangle - \langle T_n \rangle \} / \sqrt{s} - 2 \{ \langle T_n \rangle + M_n \} / \sqrt{s}, \end{aligned}$$

составляет около 42% , что хорошо согласуется с известными экспериментальными данными /см. рис.8; для $p-n$ взаимодействий получается близкое значение/ *.

На рис.9 сравниваются расчетное и экспериментальное распределения коэффициентов неупругости $W(K)$ для интервала

*В соответствии с тем, как это обычно делается в эксперименте, новыми считаются все вторичные частицы за исключением двух нуклонов. Если в число новых частиц включить и нейтрон, то величина соответствующего коэффициента неупругости $\langle K \rangle = 1 - \langle n_p \rangle \langle K_p \rangle = 0,45$ при $T = 10$ ГэВ и $0,4$ при $T \geq 500$ ГэВ.

$T \sim 10^2 \div 10^3$ ГэВ*. Эти распределения близки между собой, однако следует иметь в виду, что экспериментальные точки получены при различных энергиях T и содержат большие ошибки, поэтому можно думать, что теоретическое распределение $W(K)$ является более точным.

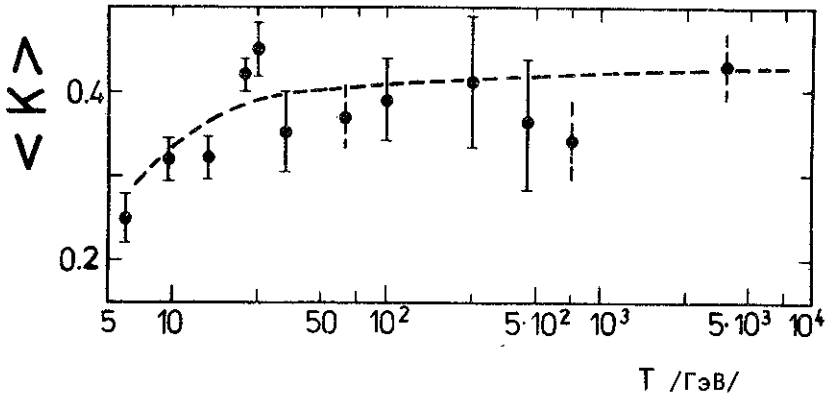


Рис. 8. Зависимость коэффициента неупругости $\langle K \rangle$ в протон-нуклонных столкновениях от энергии первичного протона. Пунктирная кривая - расчет. Экспериментальные точки взяты из работ /29,30/ и компиляций /31,32/.

* Распределение доли энергии, уносимой нуклоном, получается путем простого преобразования:

$$\int \frac{d^2 \sigma(x, p_{\perp}, s)}{dp_{\perp}^2 dx} dp_{\perp}^2 dx = \int \frac{d^2 \sigma_K(K_N, p_{\perp}, s)}{dp_{\perp}^2 dK} dp_{\perp}^2 dK = \int W(K_N, s) dK_N.$$

Доля энергии, затрачиваемая на образование вторичных мезонов, зависит от энергий сразу двух нуклонов /см. формулу /8//. Расчет распределения этой величины, а также распределений K_{N1} и K_{N2} в лабораторной системе координат можно выполнить методом Монте-Карло /методом статистической браковки/, разыгрывая значения переменных x, p_{\perp} по формуле /1/ и вычисляя соответствующие энергии нуклонов $T_{N1} = f(x_1, p_{\perp 1})$, $T_{N2} = f(x_2, p_{\perp 2})$ в лабораторной системе или в системе центра масс. Такой способ расчета оказывается весьма эффективным.

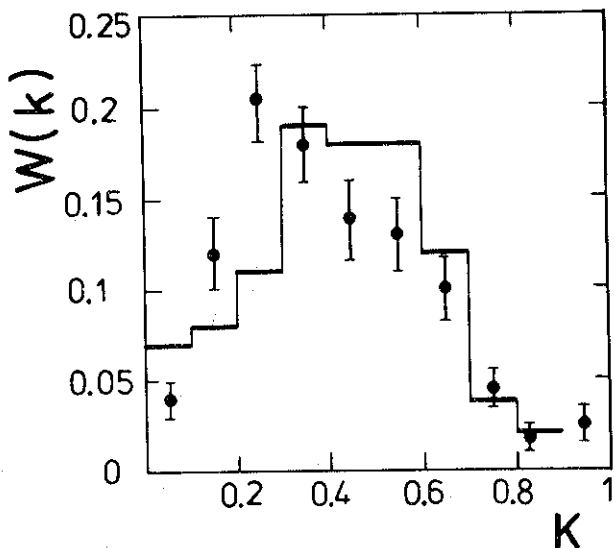


Рис.9. Распределение коэффициента неупругости в $p-p$ столкновениях. Гистограмма - расчет для $T = 10^2 \div 10^3$ ГэВ. Точки - экспериментальные данные [33-35] для $p-N$ столкновений, полученные в интервале $T = 20 \div 5 \cdot 10^4$ ГэВ.

Таблица 4

Доля энергии, уносимая лидирующим протоном и протоном отдачи в $p-p$ взаимодействии в лабораторной системе координат

T, ГэВ	$\langle K_{LID} \rangle$	$\langle K_{REC} \rangle$
10	0,53	0,15
10^2	0,55	0,05
10^3	0,56	0,02

В силу симметрии $N-N$ системы распределение $W(K)$ и средний коэффициент неупругости $\langle K \rangle$ не зависят от того, рассматриваются они в системе центра масс или в лабораторной системе координат; в то же время нуклонные коэффициенты

$\langle K_{N1} \rangle$ и $\langle K_{N2} \rangle$, равные в системе центра масс, существенно различаются в лабораторной системе координат /см. табл.4/. При этом доля энергии, уносимая лидирующим нуклоном, остается практически постоянной при всех $T \geq 5$ ГэВ.

Из приведенных данных можно сделать вывод о том, что в пределах точности известных в настоящее время экспериментальных данных инклюзивное выражение /1/ достаточно хорошо описывает дифференциальные и интегральные характеристики вторичных нуклонов в неупругих N-N столкновениях, и может использоваться для различных теоретических оценок при $T \geq 5$ ГэВ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bishari M. Phys.Lett., 1972, 38B, p.510.
2. Кайдалов А.Б. и др. Письма в ЖЭТФ, 1973, 17, с.626.
3. Корбинский М.Н. и др. ЯФ, 1974, 20, с.775.
4. Кимель Л.Р., Мохов И.В. Изв. вузов, Физика, 1974, 10, с.78.
5. Taylor F.E. et al. Phys.Rev., 1976, D14, p.1217.
6. Казаринов Ю.М. и др. ЖЭТФ, 1976, 70, с.1152.
7. Yen E. Phys.Rev., 1974, D10, p.836.
8. Барашенков В.С., Славин И.В. ОИЯИ, P2-12083, Дубна, 1978.
9. Барашенков В.С., Тонеев В.Д. Взаимодействия высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами. Атомиздат, М., 1972.
10. Mück H.J. et al. DESY Report F1-72/1, 1972.
11. Albrow M.G. et al. Nucl.Phys., 1976, B108, p.1.
12. Whitmore J. et al. Phys.Rev., 1975, D11, p.3124.
13. Albrow M.G. et al. Nucl.Phys., 1973, B54, p.6.
14. Engler J. et al. Nucl.Phys., 1975, B84, p.70.
15. Bishari M. University of California Report. LBL-2066, Berkeley, 1973.
16. Кобзев В.А. и др. ЖЭТФ, 1961, 41, с.747.
17. Вишки Т. и др. ЖЭТФ, 1961, 41, с.1069.
18. Csejthey-Barth M. Nuovo Cim., 1964, 32, p.545.
19. Alexander G. et al. Phys.Rev., 1967, 154, p.1284.
20. Akerlof C.N. et al. Phys.Rev., 1971, D3, p.645.
21. Lim Y.K. Nuovo Cim., 1963, 28, p.1228.
22. Bøggild H. et al. Nucl.Phys., 1971, 27B, p.1; 1971, 27B, p.85.
23. Mück H.J. et al. Phys.Lett., 1972, 39B, p.303.
24. Dao F.T. et al. NAL-Pub-74/38-Exp, Batavia, 1974.
25. Antinucci M. et al. Lett.Nuovo Cim., 1973, 6, p.121.
26. Damgaard G., Hansen K.H. Contribution to the XVI Int. Conf. On High Energy Phys., Batavia, 1972.
27. Богачев Н.П. и др. ЖЭТФ, 1960, 38, с.1346.
28. Ван Шу-фень и др. ЖЭТФ, 1960, 39, с.957.
29. Koshiba M. et al. Suppl.Nuovo Cim., 1963, 1, с.1091.
30. De Marko Trabuccho A. et al. Nucl.Phys., 1964, 60, с.209.
31. Barashenkov V.S. et al. Fort.d.Phys., 1966, 14, p.357; 1967, 15, p.435.

32. Такибаев Ж.С., Боос Э.Г. Неупругие взаимодействия нуклонов при высоких энергиях. "Наука", Алма-Ата, 1974.
33. Dobrotin N.A. et al. Nucl.Phys., 1962, 35, p.152.
34. Rybicki K. Nuovo Cim., 1967, 49, p.233.
35. Kamal A.A., Rao G.K. Nucl.Phys., 1967, B2, p.135.

Рукопись поступила в издательский отдел
25 июля 1980 года.