

25/x-71

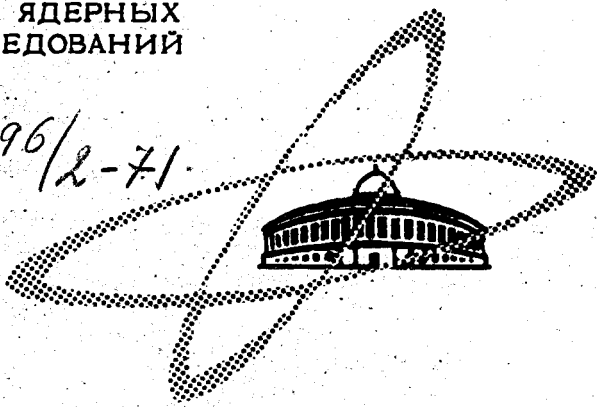
Б-245

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

3596/2-71

P2 - 6022



В.С. Барашенков, С.М. Елисеев, С.Е. Чигринов

СТАТИСТИЧЕСКОЕ ВОССТАНОВЛЕНИЕ АКТОВ
НЕУПРУГОГО π -N И N-N ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ
В ОБЛАСТИ ОЧЕНЬ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

СТАТИСТИЧЕСКОЕ ВОССТАНОВЛЕНИЕ АКТОВ НЕУПРУГОГО π -N И N-N ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ В ОБЛАСТИ ОЧЕНЬ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

1971

P2 - 6022

В.С. Барашенков, С.М. Елисеев, С.Е. Чигринов

СТАТИСТИЧЕСКОЕ ВОССТАНОВЛЕНИЕ АКТОВ
НЕУПРУГОГО π -N И N-N ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ
В ОБЛАСТИ ОЧЕНЬ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Направлено в Acta Physica Polonica

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

Введение

Для расчета неупругих пион- и нуклон-ядерных взаимодействий, для моделирования развития широких атмосферных линий, для оценки интенсивности и геометрии вывода пучков частиц на ускорителях и для ряда других теоретических и прикладных вопросов требуется достаточно подробная информация об элементарных $p-N$ и $N-N$ столкновениях. В случае расчетов взаимодействий высокоэнергетических частиц с ядрами это обстоятельство предъявляет высокие требования к памяти вычислительной машины, а для некоторых энергетических интервалов расчет кажется вообще невозможным ввиду отсутствия измерений в данной энергетической области.

Частично необходимая информация может быть получена из статистической теории множественного образования частиц и различных диаграммных "периферических" теорий (см., например, обзоры ^{1/1/}). Однако эти теории очень приближенны, не объясняют ряда важных экспериментальных данных и, кроме того, их использование для расчета внутриядерных каскадов также предъявляет весьма высокие требования к памяти компьютера и существенно увеличивают время счета ^{x/}.

^{x/} Трудности еще более возрастают при попытках использовать так называемые "атласы случайных звезд".

В^{/2/} было показано, что в области ускорительных энергий $T \lesssim 20-30$ Гэв затруднения можно обойти, если воспользоваться статистической аппроксимацией известных экспериментальных угловых и импульсных распределений вторичных частиц. К сожалению, при $T \gg 10$ Гэв, где необходимо уже учитывать "лидирующую" частицу, уносящую в лабораторной системе координат в среднем около 60-70% энергии первичной частицы, эти аппроксимации становятся неприменимыми.

Усовершенствование метода и распространение его на область очень высоких энергий было выполнено в^{/3/}, однако законы сохранения энергии-импульса при этом учитывались лишь в среднем, по большому числу отдельных взаимодействий, и не принималась во внимание корреляция угловых и энергетических характеристик, благодаря чему значения перпендикулярного импульса при высоких энергиях оказывались завышенными по сравнению с экспериментальными.

Целью данной работы является получение аналитических аппроксимаций экспериментальных данных, удобных для монте-карловского восстановления картины элементарного акта неупругих $\pi-N$ и $N-N$ взаимодействий и согласующихся с известными сейчас экспериментальными данными во всей области энергий от нескольких десятков до нескольких тысяч Гэв.

Следует, конечно, иметь в виду, что рассматриваемый метод, как и любой модельный феноменологический подход, может применяться для описания лишь вполне определенных, указанных ниже аспектов явления; вне этих рамок метод может, вообще говоря, приводить к парадоксальным результатам.

2. Свойства лидирующих частиц

Вклад лидирующей частицы в энергетический баланс реакции можно учесть, введя коэффициент неупругости k , равный отношению энергии, затрачиваемой на образование новых частиц, к полной энергии. Известные

сейчас экспериментальные распределения коэффициента неупругости хорошо аппроксимируются выражением

$$k = \xi^{1/2} \left[\sum_{n=0}^N a_n \xi^n + (1 - \sum_{n=0}^N a_n) \xi^{N+1} \right], \quad (1)$$

где ξ - случайное число, равномерно распределенное на интервале $[0,1]$, a_n - определяемые из сравнения с опытом коэффициенты.

Поскольку в пределах ошибок измерений распределения $W(k)$ практически не зависят от энергии первичной частицы T , то коэффициенты a_n можно считать постоянными.

Для случая неупругих $N-N$ столкновений значения коэффициентов a_n приведены в таблице 1. Степень согласия с опытом построенного с их помощью распределения $W(k) \equiv \xi'(k)$ видна из рис. 1.

Что касается коэффициента неупругости для $\pi-N$ взаимодействий, то в области энергий, больших нескольких десятков Гэв, сколько-нибудь надежные экспериментальные данные отсутствуют. Основываясь на результатах, полученных при $T \leq 10$ Гэв, можно предполагать, что $k_{\pi N} \approx k_{NN}$.

Следует иметь в виду, что в отличие от лабораторной системы координат, где 60-70% энергии уносит одна лидирующая частица, в системе центра масс соответствующая энергия распределяется между двумя частицами, вылетающими почти в противоположных направлениях. Мы будем считать, что эти "лидирующие частицы" вылетают соответственно под углами $\theta \approx 0$ и $\theta \approx 180^\circ$, а их энергия

$$E_{\ell_1} = E_c (1-k)/2, \quad E_{\ell_2} = E_c - E_{\ell_1} - E_n, \quad (2)$$

где $E_n = k E_c$ - энергия, затрачиваемая на образование новых частиц, E_c - полная энергия в системе центра масс.

Указанный выбор угловых распределений лидирующих частиц является несколько упрощенным; однако в настоящее время нет экспериментальных данных, которые позволяли бы с уверенностью использовать более точные распределения.

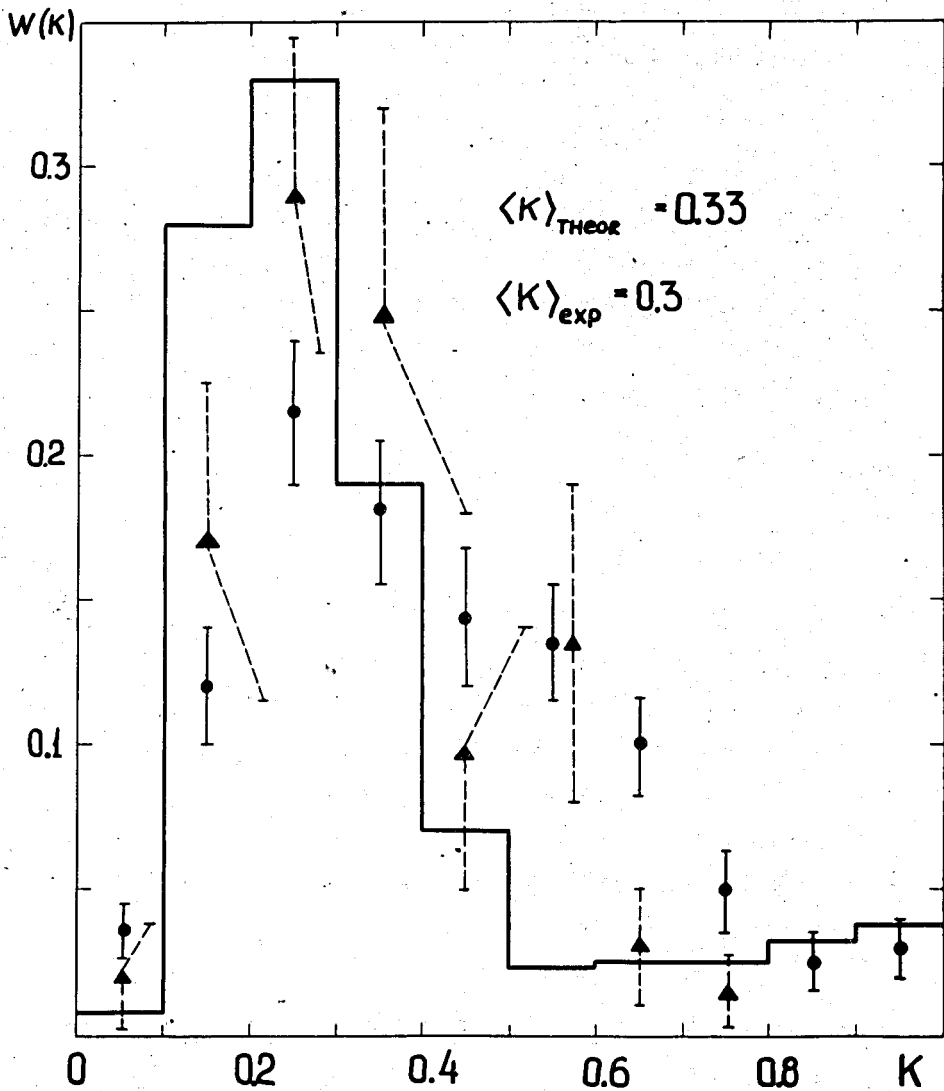


Рис. 1. Распределение коэффициента неупругости в $N-N$ столкновениях при $T > 10$ Гэв. Гистограмма - расчет. Кружки - средние экспериментальные данные для интервала $T = 20-5 \cdot 10^4$ Гэв из работ /6-8/. Поскольку, однако, значения $W(k)$ для больших k относятся, как правило, к отдельным событиям, их трудно считать достаточно достоверными. /5/ Треугольниками отдельно показаны экспериментальные данные работы для $T = 200-400$ Гэв. Приведены средние значения $\langle k \rangle$ ($\langle k \rangle_{\text{exp}}$ для $T = 200-400$ Гэв).

Относительно природы лидирующих частиц можно сказать, что в $N-N$ столкновениях ими являются нуклоны, в $\pi-N$ столкновениях, как правило, — нуклон и один из π -мезонов.

Существенно подчеркнуть, что наши сведения о свойствах лидирующих частиц остаются пока крайне скудными и имеют, фактически, характер ориентировочных оценок; экспериментальные исследования в этом направлении представляются нам одной из первоочередных задач физики сильных взаимодействий.

3. Свойства вторичных частиц

Экспериментальные распределения кинетической энергии вторичных частиц в системе центра масс хорошо аппроксимируются выражением

$$\mathcal{J} = \mathcal{J}_{max} \xi^{1/2} \left[\sum_{n=0}^N b_n \xi^n + \left(1 - \sum_{n=0}^N b_n \right) \xi^{N+1} \right], \quad (3)$$

где ξ имеет тот же смысл, что и в формуле (1), а величина b_n и максимальное значение энергии, наблюдаемое в экспериментальном распределении, \mathcal{J}_{max} определяются разложениями

$$b_n = \sum_{k=0}^M b_{nk} (\ln T)^k, \quad \mathcal{J}_{max} = \sum_{k=0}^M c_k (\ln T)^k \quad (4)$$

с коэффициентами b_{nk} и c_k , слабо зависящими от энергии первичной частицы T (эта зависимость оказывается значительно более слабой, чем в области ускорительных энергий: см. ниже таблицы II и III).

В пределах экспериментальных ошибок в настоящее время не имеет смысла учитывать различие величин b_n и \mathcal{J}_{max} в случае $N-N$ и $\pi-N$ столкновений. Известные сейчас экспериментальные данные недостаточны также для того, чтобы можно было с уверенностью разделить распределения вторичных π -мезонов и более тяжелых частиц.

Таблица 1

Значения коэффициентов в формуле (1). Система центра масс

a_0	a_1	a_2	a_3
+0,666	-4,46	+16,1	-22,8

Таблица 2

Значения коэффициентов в разложениях (4) для распределения $W_1(\mathcal{J})$. Система центра масс

k	b_{0k}	b_{1k}	b_{2k}	b_{3k}	c_k
-----	----------	----------	----------	----------	-------

20 ГэВ $\leq T \leq$ 400 ГэВ ; $\theta < 30^\circ (\theta^*)$

0	-1.4472	+24.8231	-81.2194	+118.2951	+2.3063
1	+0.9184	-10.7256	+34.3336	-52.9787	-0.6612
2	-0.1599	+1.6384	-5.2985	+0.6571	0.8973
3	+0.8571 · 10 ²	-0.08367	+0.2744	-0.4660	

400 ГэВ $< T \leq$ 2000 ГэВ; $\theta < 30^\circ (\theta^*)$

0	-1.7103	22.6166	-83.0243	105.1512	+3.2774
1	1.0854	-9.7722	+35.0966	-47.0922	-0.9396
2	-0.1890	1.4928	-5.4162	+7.6952	0.1617
3	+0.01013	-0.07623	0.2805	-0.4142	

Таблица 3

Значения коэффициентов в разложениях (4) для распределения W_2 (Г). Система центра масс

k	b_{0k}	b_{1k}	b_{2k}	b_{3k}	c_k
$20 \text{ ГэВ} \leq T \leq 400 \text{ ГэВ}; \quad \theta > 30^\circ (\theta^*)$					
0	-1.4603	+24.5473	-80.3170	116.9807	1.2139
1	+0.9267	-10.6064	+33.9521	-52.3900	-0.3480
2	-0.1614	+1.6202	-5.2395	+8.5609	0.05990
3	$0.8649 \cdot 10^{-2}$	-0.08274	+0.2714	-0.4608	
$400 \text{ ГэВ} < T \leq 2000 \text{ ГэВ}; \quad \theta > 30^\circ (\theta^*)$					
0	-1.6445	22.8924	-82.1218	105.1512	1.3352
1	+1.0436	-9.8914	34.7151	-47.0922	-0.0828
2	-0.1817	1.5110	-5.3574	+7.6952	+0.06589
3	$0.9740 \cdot 10^{-2}$	-0.07716	0.2775	-0.4142	

Выражение, аналогичное (3), хорошо аппроксимирует также и угловое распределение рождающихся частиц в системе центра масс:

$$\cos \theta = 2 \xi^{1/2} \left[\sum_{n=0}^N d_n \xi^n + \left(1 - \sum_{n=0}^N d_n \right) \xi^{N+1} \right] - 1, \quad (5)$$

где

$$d_n = \sum_{k=0}^M d_{nk} (\ln T)^k, \quad (6)$$

а значения коэффициентов d_{nk} отдельно в случаях $N-N$ и $\pi-N$ взаимодействий подбираются из сравнения с экспериментом. (В $\pi-N$ столкновениях угловые распределения вторичных нуклонов и π -мезонов существенно различаются и их следует аппроксимировать выражениями (5), (6) с различными значениями коэффициентов d_{nk}).

Детальные расчеты, однако, показали, что в отличие от области ускорительных энергий (см. работы^{/2/}) с помощью аппроксимаций (3)-(6) нельзя добиться достаточно точного описания экспериментальных распределений частиц по углам и энергиям и в то же время получить хорошо согласующееся с опытом распределение их по перпендикулярным импульсам $W(p_{\perp})$ ^{x/}. Это обусловлено тем, что использование средних распределений (3) и (5) не отражает наблюдаемый на опыте факт возрастания концентрации высокоэнергетических вторичных частиц в области небольших углов θ по мере перехода к все более высоким энергиям T .

Согласие с опытом можно получить, если рассмотреть два энергетических распределения, $W_1(\mathcal{J})$ и $W_2(\mathcal{J})$, соответственно для углов

^{x/} При согласующихся с опытом распределениях $W(\mathcal{J})$ и $W(\cos \theta)$ значения перпендикулярных импульсов оказываются завышенными по сравнению с экспериментом. Наоборот, браковка разыгрываемых "звезд" по экспериментальному распределению $W(p_{\perp})$ (см. подробнее^{/2/}) приводит к существенно более коллимированным угловым распределениям, чем это наблюдается на опыте.

$\theta < \theta^*$ и $\theta \geq \theta^*$. Вид этих распределений и значение граничного угла θ^* подбираются таким образом, чтобы суммарное распределение

$$W(\mathcal{J}) = W_1(\mathcal{J}) \int_{\theta < \theta^*} W(\theta) d\Omega + W_2(\mathcal{J}) \int_{\theta \geq \theta^*} W(\theta) d\Omega$$

хорошо согласовывалось с экспериментом и при этом получались бы правильные распределения вторичных частиц по величине их поперечного импульса p_{\perp} . Конечно, это связано с определенной неоднозначностью в выборе спектров $W_i(\mathcal{J})$, однако более детальное рассмотрение в настоящее время едва ли оправдано ввиду отсутствия необходимой экспериментальной информации.

Значения коэффициентов b_{nk} , c_k , d_{nk} и граничных углов θ^* приведены в таблицах II-IV. Энергетические распределения этими таблицами задаются всего лишь для двух интервалов энергий первичных частиц, большая детализация в настоящее время невозможна. Коэффициенты для угловых распределений вторичных частиц при энергиях, больших нескольких десятков Гэв, вообще считались постоянными, поскольку экспериментальных данных об этих распределениях имеется пока крайне мало. Последнее особенно касается $\pi-N$ столкновений, где уверенность в корректности приведенных в таблице IV аппроксимаций в значительной степени основана на анализе области ускорительных энергий.

В соответствие с известными сейчас экспериментальными данными можно считать, что при энергиях $T_{\perp} \lesssim 200$ Гэв среднее число тяжелых вторичных частиц (K -мезонов, барионов, античастиц) в одном акте неупругого $N-N$ взаимодействия практически равно двум, вклад странных частиц и антинуклонов в этой области энергий незначителен. При больших энергиях отношение числа тяжелых к полному числу вторичных частиц составляет около 20%. В неупругом $\pi-N$ столкновении при $T_{\perp} \lesssim 200$ Гэв в среднем имеется одна тяжелая частица, а при $T_{\perp} \lesssim 200$ Гэв их число составляет около 10% от полного числа всех вторичных частиц.

Таблица 4

Значения коэффициентов в разложении (6). Система центра масс

k	d_{0k}	d_{1k}	d_{2k}	d_{3k}
$N+N$; все вторичные частицы				
0	0,0936737	3.64487	-7,48822	8,52051
1	0.333108	-0.0699797	0.0964561	-0.244000
2	0,34288. 10^{-2}	-0.135987	0.483035	0.553090
3	0.137573. 10^{-3}	0.708733. 10^{-4}	-0.101642. 10^{-2}	0.169870. 10^{-2}
$\pi+N$; НУКЛОНЫ				
0	0.0980255	-0.683293	4.25129	-8,21428
1	-0.0334275	0.245063	-0.739868	0.498030
2	0.0112798	-0.115113	0.420985	-0.517744
3	-0.430871. 10^{-3}	0.351801. 10^{-2}	-0.0125944	0.0124884
$\pi+N$; π^- МЕЗОНЫ				
0	0.287967	3.25745	-11,9234	17,3414
1	-0.109827	-1.19825	9.95881	-16.1774
2	0.0190864	0.269531	-1.93516	3.02181
3	-0.114771. 10^{-2}	-0.0191912	0.124586	0.188481

Поскольку относительный состав тяжелых вторичных частиц известен плохо, в первом приближении их массу можно положить равной массе нуклона.

4. Восстановление характеристик элементарного акта

После того как с помощью распределения (1) выбрана величина коэффициента неупругости и определены энергии E_{L_1} и E_n (см. соотношения (2)) методом, аналогичным описанному в работе /2/, шаг за шагом восстанавливаются энергии и углы всех остальных вторичных частиц для данного акта взаимодействия. При этом удовлетворяются законы сохранения энергии и импульса и автоматически получается множественность рождающихся частиц. Последним этапом является браковка найденных импульсов частиц по среднему экспериментальному распределению $W(p_{\perp})$, которое можно считать не зависящим от энергии первичной частицы: $W(p_{\perp}) \approx p_{\perp} \exp(-p_{\perp}^2 / p_0^2)$, $p_0 \approx 0,5$ для барионов, $W(p_{\perp}) \approx p_{\perp} \exp(-p_{\perp} / p_0)$, $p_0 \approx 0,15$ для π -мезонов^{x/}.

На рис. 2 сравниваются расчетные и экспериментальные распределения $W(\mathcal{J})$.

Обращает на себя внимание то, что в некоторых экспериментах максимум распределения оказывается сдвинутым в область малых энергий. Анализ всей совокупности известных сейчас ускорительных и космических данных показывает, что это, по-видимому, связано с методическими погрешностями экспериментов.

Расчетные значения средней кинетической энергии вторичных частиц, как это видно из рис. 3, хорошо укладываются на кривую

^{x/} В соответствии с известными правилами браковки допустимыми считаются события, для которых $\xi < W(p_{\perp}) / W_{max}$, где ξ - случайное число, равномерно распределенное на отрезке $[0, 1]$.

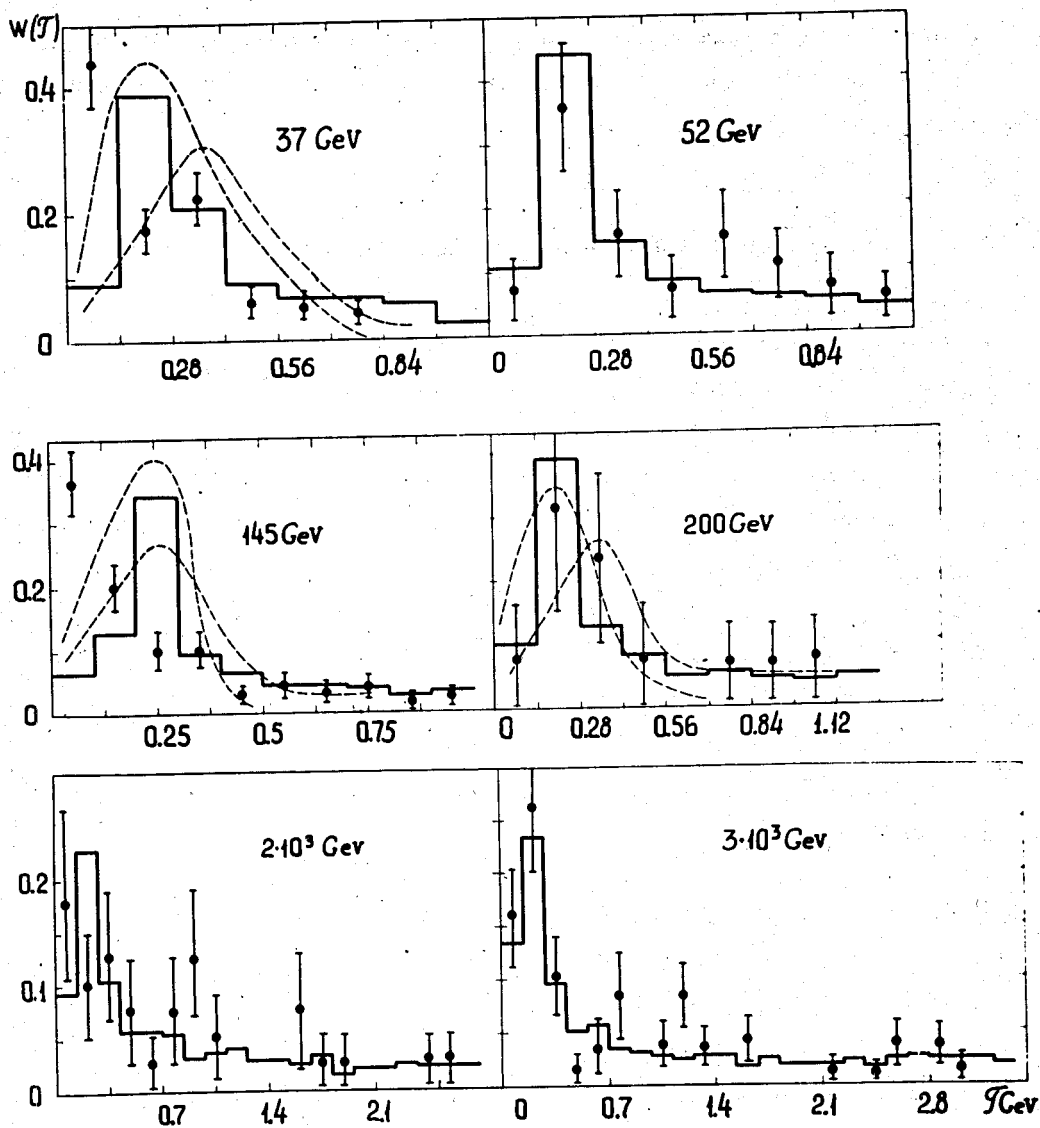


Рис. 2. Распределение кинетических энергий вторичных частиц в неупругих $N-N$ столкновениях при различных энергиях T . Система центра масс. Гистограммы - расчет, экспериментальные точки взяты из работ/7-14/. Пунктиром показаны соответствующие распределения $w_1(T)$.

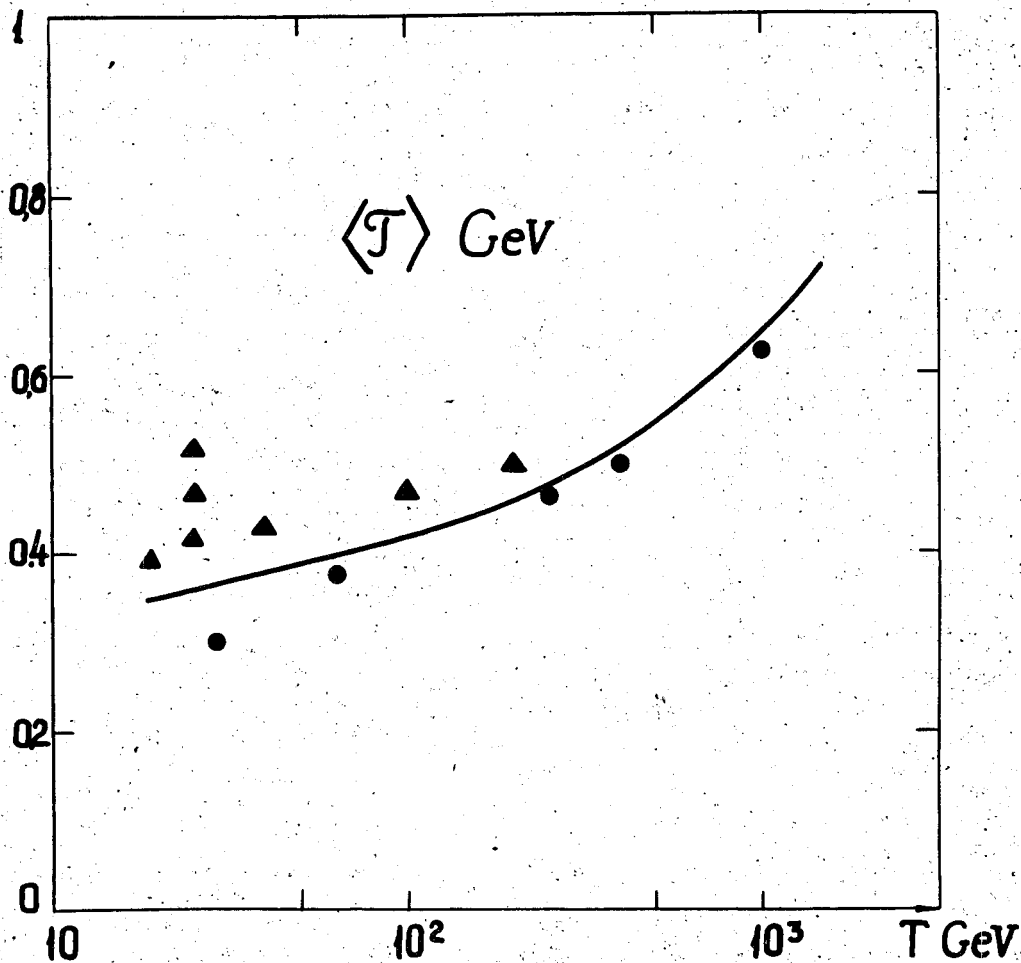


Рис. 3. Зависимость средней энергии вторичных частиц в системе центра масс (без учета лидирующих частиц) от энергии первичной частицы T . Кружки соответствуют расчетным $N-N$ гистограммам рис. 2; треугольниками нанесены экспериментальные значения $\langle \mathcal{T} \rangle$ по данным работ [15-19]. Кривая - зависимость (7).

$$\langle \mathcal{F}(T) \rangle = 0,1 + 0,1 T^{1/4} \quad (7)$$

Аналогичной зависимостью описывается средняя множественность вторичных частиц (см. рис. 4):

$$\langle n(T) \rangle = 3,3 T^{1/4} \quad (8)$$

Следует, однако, подчеркнуть, что вид зависимостей $\langle \mathcal{F}(T) \rangle$ и $\langle n(T) \rangle$, в сущности, предопределен выбором использованных при расчетах энергетических распределений $W_i(\mathcal{F})$. При несколько ином выборе этих распределений можно получить зависимости, отличающиеся от (7) и (8). Решение этого вопроса зависит от дальнейших экспериментов, в настоящее же время ситуация здесь весьма неясная, т.к. данные различных авторов трудно согласовать между собой. Например, значение средней множественности $\langle n \rangle = 6,6 \pm 0,2$, полученное в работе^{/4/} для $\pi-N$ взаимодействий при $T = 60$ Гэв, требует аппроксимации $\langle n \rangle \approx T^\alpha$, где $\alpha > 1/4$; в то же время измерения множественности вторичных частиц для $N-N$ столкновений в опытах с космическими лучами при $T = 100 - 700$ Гэв^{/5/} указывают на значительно более слабую энергетическую зависимость $\langle n(T) \rangle$.

На рис. 5 показаны примеры распределений вторичных заряженных частиц по множественности.

Сравнение расчетных и экспериментальных угловых распределений рождающихся частиц дано на рис. 6 и 7.

Расчетные значения средних поперечных импульсов вторичных частиц $\langle p_\perp \rangle$ в соответствии с экспериментом остаются практически постоянными (см. рис. 8)^{x/}.

^{x/} Некоторый рост расчетных значений $\langle p_\perp \rangle$ обусловлен приближенным способом браковки (см. примеч. 2) и не имеет существенного значения.

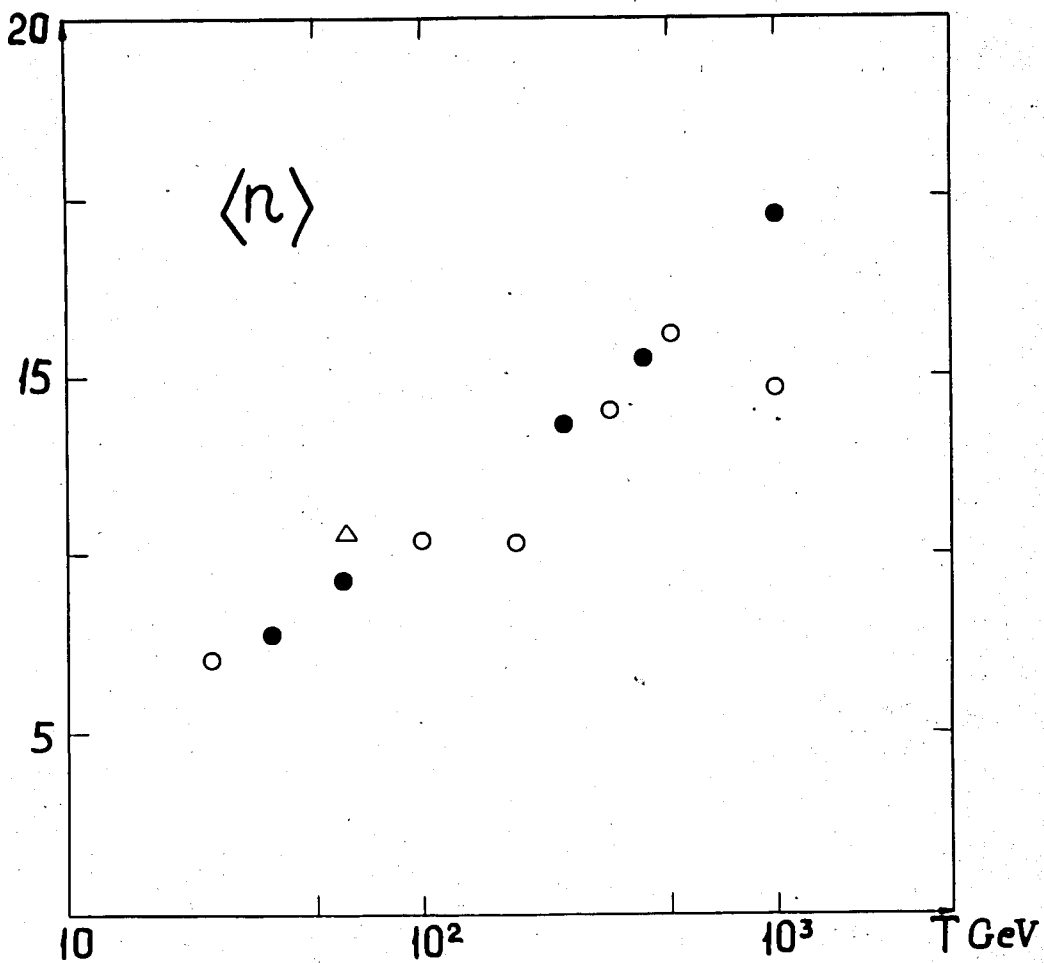


Рис. 4. Энергетическая зависимость средней множественности всех вторичных частиц для неупругих $\pi-N$ и $N-N$ взаимодействий. Заштрихованные кружки и треугольники - результат статистического расчета соответственно для $N-N$ и $\pi-N$ взаимодействий; полые кружки и треугольники - экспериментальные данные для $N-N$ и $\pi-N$ взаимодействий из работ [15-20].

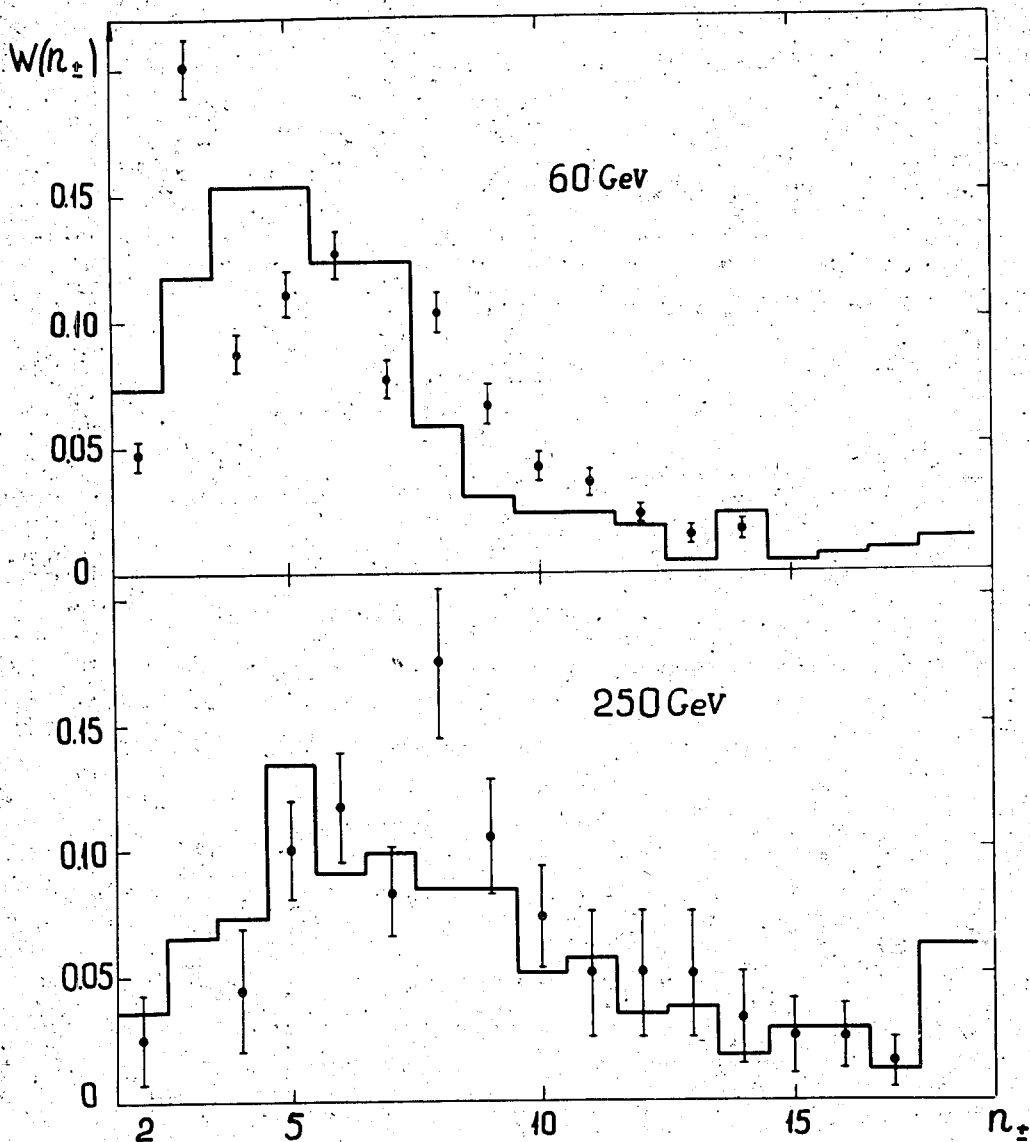


Рис. 5. Распределение лучей в фотоэмульсионных звездах, образованных нуклонами с энергией $T = 250$ Гэв и π -мезонами с энергией $T = 60$ Гэв. Гистограмма - расчет, экспериментальные точки взяты из работ [5,6].

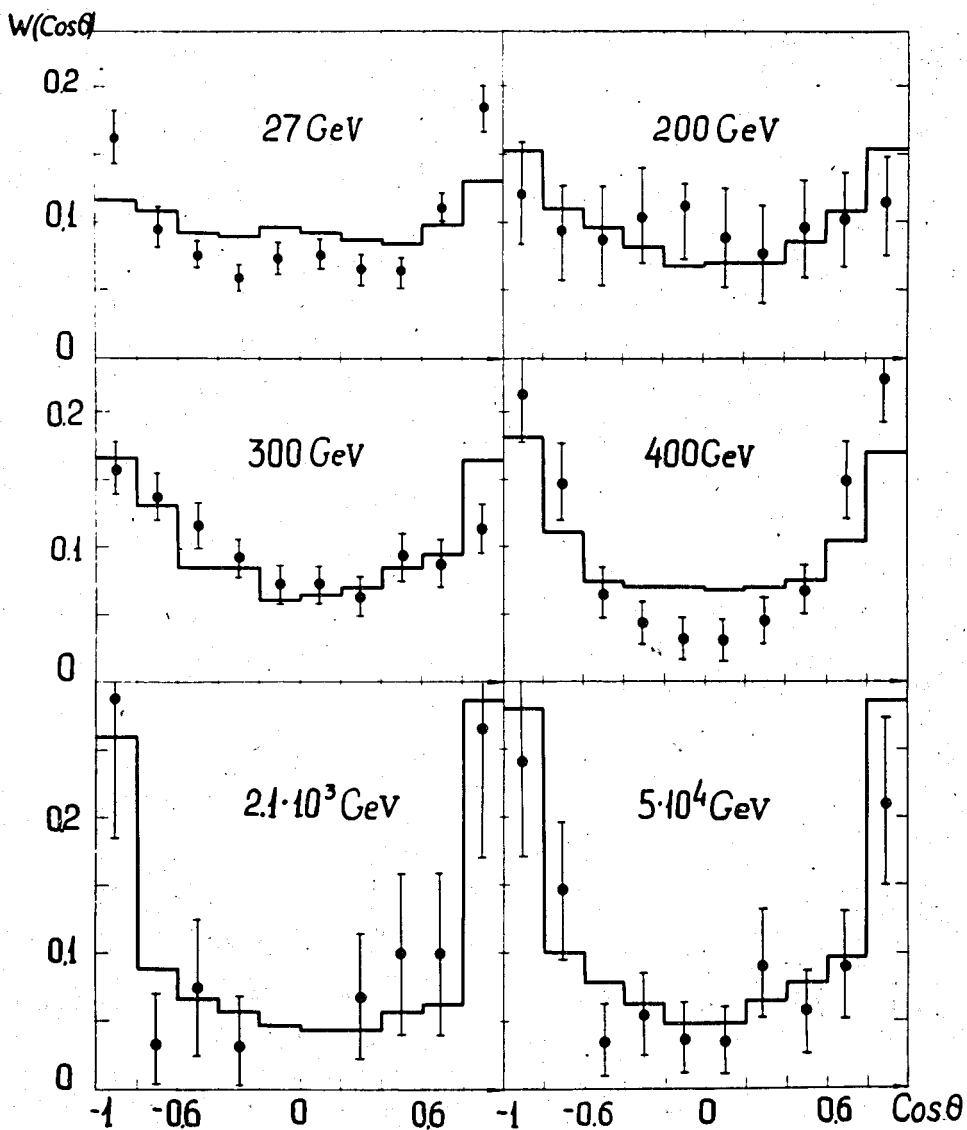


Рис. 6. Угловые распределения вторичных частиц в неупругих $N-N$ столкновениях при различных энергиях T . Гистограмма - статистический расчет. Экспериментальные точки взяты из работ/22-28/.

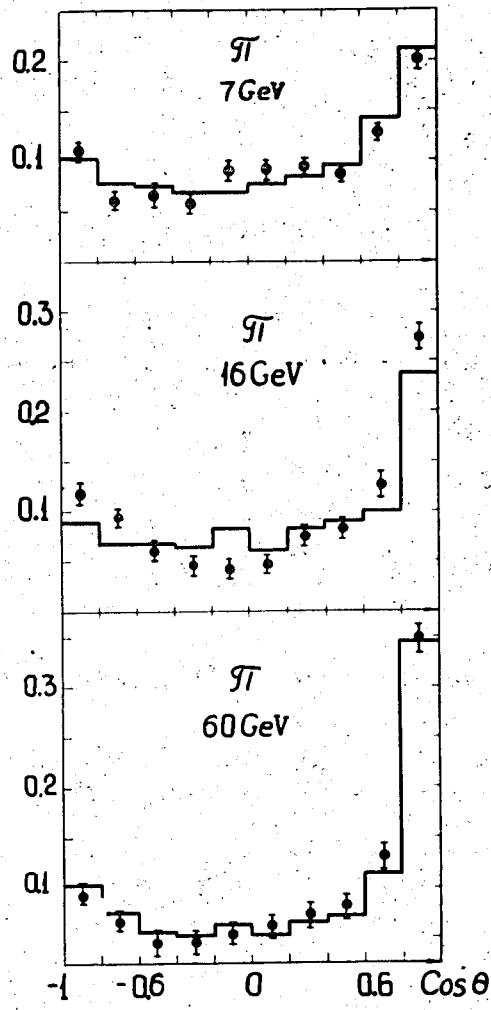
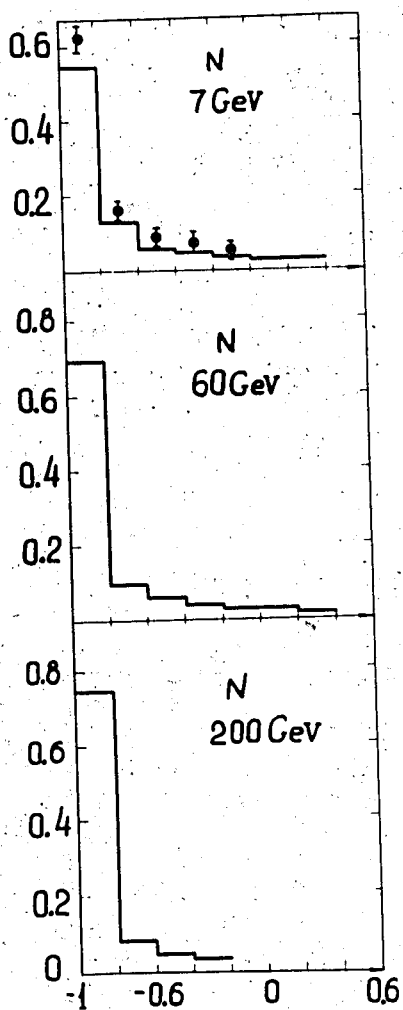


Рис. 7. Угловые распределения пионов и нуклонов из неупругих π -N столкновений при различных энергиях T . Гистограммы - расчет, экспериментальные точки взяты из работ [26-28].

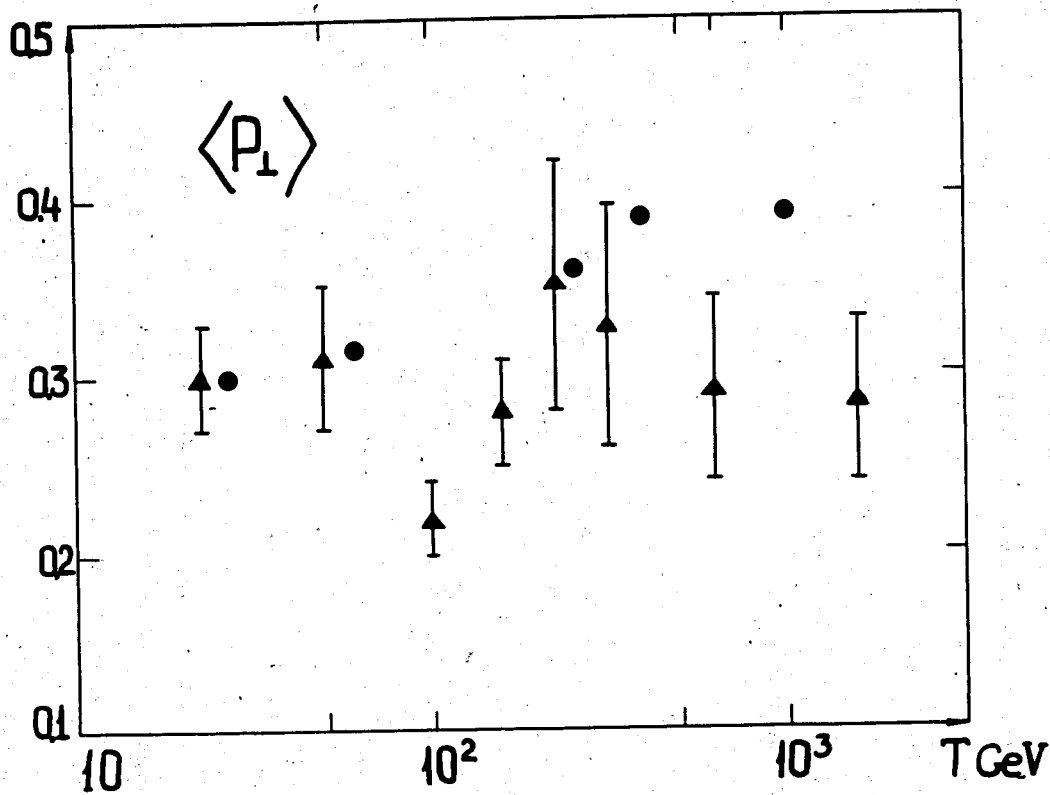


Рис. 8. Средний поперечный импульс вторичных частиц в неупругих столкновениях. Кружки - результат расчёта, треугольники - экспериментальные данные (подробную библиографию см., например, в монографии/29/).

Из приведенных данных видно, что рассмотренный метод действительно позволяет достаточно хорошо описывать характеристики неупругих $\pi-N$ и $N-N$ взаимодействий при энергиях, больших нескольких десятков Гэв. Для некоторых характеристик (см., например, рис. 7) найденные аппроксимации оказываются пригодными даже при несколько меньших энергиях. Метод связан со сравнительно небольшим числом табулированных параметров и поэтому оказывается весьма эффективным в применении к расчету внутриядерных каскадов, инициированных высокоэнергетичными пионами и нуклонами.

Л и т е р а т у р а

1. В.С. Барашенков. Сечения взаимодействия элементарных частиц. Издв-во "Наука", М., 1965. V.S. Barashenkov, G.M. Zinovjev; Fort. d. Phys. 16, 719 (1968).
2. В.С. Барашенков, К.К. Гудима, В.Д. Тонеев.
Сообщение ОИЯИ P2-4066, Дубна, 1968.
3. В.С. Барашенков, С.М. Елисеев. Сообщение ОИЯИ P2-5331, Дубна, 1970.
4. L.W. Jones et al. Phys.Rev.Lett., 25, 1679 (1970).
5. E.V. Anzon et al. Phys.Lett., 31B, 237 (1970).
6. V.V. Guseva et al. J.Phys.Soc.Japan, 17, Suppl. A-III (1962).
7. N.A. Dobrotin, V.V. Guseva, K.A. Kotelnikov, A.M. Lebedev, S.V. Ryabikov, S.A. Slavatskiy, N.G. Zelevinskaya. Nucl.Phys., 35, 152 (1962).
8. A.A. Kamal, G.K. Rao. Nucl.Phys., B2, 135 (1967).
9. E. Lohrmann. Nuovo Cim., 5, 1074 (1957).
10. С. Капеко, О. Кусумото, С. Матсумото, М. Такахата. Труды Междунар. конф. по космич. лучам, Москва, 1960, 1, 100.
11. M.W. Teucher, D.M. Haskin, M. Schein. Phys.Rev., 111, 1384 (1958).

12. L.Montanet, J.A.Newth, G.Petrucci, R.A.Salmeron, A.Zichini. Nuovo Cim., 17, 166 (1960).
13. M. Schein, D.M.Haskin, E.Lohrmann, M.W.Teucher. Phys.Rev., 116, 1238 (1959).
14. S.Matsumoto. Journ.Phys.Soc.Jap., 18, 1 (1963).
15. Dodd P., Jobos M., Kinson J., Proc.Aix-en-Provence Conf.(1961).
16. Н.Л. Григоров, В.В. Гусева, Н.А. Добротин и др. Труды Международной конференции по космическим лучам, 1, изд-во АН СССР (1960).
17. Hansen L., Fretter W. Phys.Rev., 118, 812 (1960).
18. Fidecaro M., Finocchiaro G., Gatti G. et al. Nuovo Cim., 124, 73 (1962).
19. Pal J., Rengarajan P. J.Phys.Soc., Japan, 17, Suppl. A-III, 187 (1969).
20. E.Lohrmann, M.W.Teucher and M.Schein. Phys.Rev., 122, 672 (1961).
21. M.Koshiba. Proc.Int.Conf. on Cosmic Rays, Jaipur, 5, 293(1964).
22. J.Baudinet-Robinet, M.Morand. Tsai-chii, C.Castagnoli, G.Dascola, S.Mora, A.Barbaro-Galtieri, G.Baroni and A.Manfredini. Nucl. 32, 452 (1962).
23. А.П. Жданов, И.М. Кукс, Н.С. Скирда, Р.М. Яковлев. Труды Международной конференции по космическим лучам, Москва, 1960, 1, 87.
24. A.Debenedetti, C.M.Garelli, L.Tallone and M.Vigone. Nuovo Cim., 4, 1142 (1956).
25. K.Nishikawa. Journ.Phys.Soc.Jap., 14, 880 (1959).
26. В.А. Беляков, Ван Шу-фень, В.В. Глаголев, Н. Далхажав, Р.М. Лебедев, Н.Н. Мельникова, В.А. Никитин, В. Петржилка, В.А. Свиридов, М. Сук, К.Д. Толстов. ЖЭТФ, 39, 937 (1960).
27. S.J.Goldsack, L.Riddiford, B.Tallini, B.R.French, W.W.Neale, J.R.Norbury, I.O.Skillicorn, W.T.Davies, M-Derrick, J.K.Mulvey, D.Radojicic. Nuovo Cim., 23, 941 (1962).

28. Alma-Ata-Budapest-Crakow-Dubna-Moscow-Sofia-Tashkent-

Ulan-Bator-Collaboration. Phys.Rev.Lett., 31B , 237 (1970).

29. В.С. Мурзин, Л.И. Сарычева. Космические лучи и их взаимодействие.
Атомиздат, Москва, 1968.

Рукопись поступила в издательский отдел
6 сентября 1971 года.