

5331

ЭКЗ. ЧИТ. ЗАЛА

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна



P2 - 5331

В.С. Барашенков, С.М. Елисеев

УГЛОВЫЕ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ
РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЧАСТИЦ, ОБРАЗУЮЩИХСЯ
В НЕУПРУГИХ π -N И N-N СТОЛКНОВЕНИЯХ
ПРИ ОЧЕНЬ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

1970

P2 - 5331

В.С. Барашенков, С.М. Елисеев

УГЛОВЫЕ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ
РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЧАСТИЦ, ОБРАЗУЮЩИХСЯ
В НЕУПРУГИХ π -N И N-N СТОЛКНОВЕНИЯХ
ПРИ ОЧЕНЬ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

Аппроксимация экспериментальных данных

Для расчёта неупругих пион- и нуклон-ядерных взаимодействий необходима достаточно подробная информация об элементарных π -N и N-N столкновениях. Это обстоятельство определяет весьма высокие требования к памяти вычислительной машины, а в некоторых случаях расчёт оказывается вообще невозможным ввиду отсутствия измерений в данном энергетическом интервале.

В работах^{/1/} показано, что в области ускорительных энергий $T \lesssim 30$ Гэв эти затруднения можно обойти, если использовать полиномиальную аппроксимацию известных экспериментальных угловых и импульсных распределений вторичных частиц. Однако при $T \gg 10$ Гэв, когда необходимо уже учитывать "лидирующую" частицу, уносящую в лабораторной системе координат в среднем около 60% энергии первичной частицы, эти аппроксимации становятся неприемлемыми.

Вклад лидирующей частицы можно учесть, введя коэффициент неупругости K , равный отношению энергии, затрачиваемой на образование повых частиц, к полной энергии, которая может быть потрачена на образование таких частиц^{/2,3/}. Известные сейчас экспериментальные распределения коэффициента неупругости хорошо аппроксимируются выражением

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

где ξ – случайное число, равномерно распределенное на интервале $/0,1/$. Так как в пределах ошибок измерений распределения $W(K)$ оказываются практически не зависящими от энергии первичной частицы T , то коэффициенты a_n можно считать постоянными. Для случая неупругих $N-N$ столкновений значения этих коэффициентов приведены в таблице 1. Степень согласия с опытом построенного с их помощью распределения $W(K)$ видна из рис. 1.

Что касается коэффициента неупругости в $\pi-N$ столкновениях, то при $T > 10$ Гэв сколько-нибудь надежных экспериментальных данных сейчас нет; основываясь на результатах, полученных в области меньших энергий, можно предполагать, что $K_{\pi N} \approx K_{NN}$.

После отделения лидирующей частицы^{x/} экспериментальные распределения кинетической энергии всех остальных вторичных частиц, рождающихся в неупругих $\pi-N$ и $N-N$ столкновениях, можно аппроксимировать в системе центра масс выражением

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

где ξ имеет то же значение, что и в формуле (1), а величины и максимальное значение энергии, наблюдаемое в экспериментальном распределении, определяются разложениями

$$b_n = \sum_{k=0}^M b_{nk} (\ln T)^k, \quad r_{\max} = \sum_{k=0}^M C_k (\ln T)^k \quad (3)$$

с коэффициентами, указанными в таблице II.

(Для более детального рассмотрения энергетических распределений отдельно для мезонов и нуклонов в $\pi-N$ и $N-N$ столкновениях в настоящее время еще недостает экспериментальных данных).

^{x/} Следует иметь в виду, что в отличие от лабораторной системы координат, где энергию $\Delta E = (1-k)T$ уносит одна лидирующая частица, в системе центра масс энергия $\Delta E = (1-k)T$ распределяется между двумя частицами, вылетающими в противоположных направлениях.

Таблица I

Значение коэффициентов в формуле (1). Система центра масс.

α_0	α_1	α_2	α_3
0,4632	-0,1774	0,8608	-1,1320

Таблица II

Значения коэффициентов в формулах (3). Система центра масс.

K	β_{0k}	β_{1k}	β_{2k}	β_{3k}	C_k
0	-1,31563	27,5812	-90,2438	131,439	1,69941
1	0,834904	-11,9173	38,1485	-58,8652	-0,487181
2	-0,145398	1,82047	-5,88719	9,61903	0,0838587
3	0,779209 · 10 ⁻²	-0,0929653	0,304920	-0,517765	

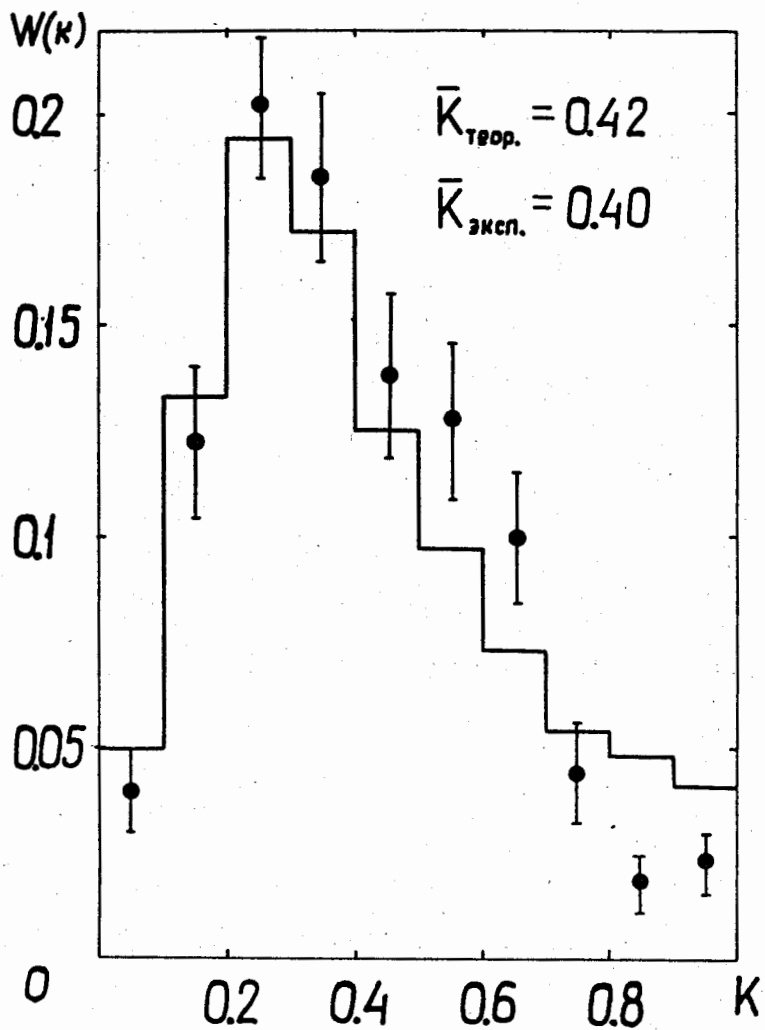


Рис. 1. Распределение коэффициента неупругости в N-N столкновениях при $T > 10$ Гэв. Гистограмма - расчёт, точки - средние экспериментальные данные для $T = 20-5 \cdot 10^4$ Гэв из работ^{/4-6/}. Указаны средние значения \bar{K} .

По сравнению с областью ускорительных энергий энергетическая зависимость коэффициентов b_{nk} и C_k значительно более слабая.

На рис. 2 дано сравнение расчётных и экспериментальных распределений $W(K)$.

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 экспериментальных данных показывает, что это, по-видимому, связано с методическими погрешностями измерений.

Средние расчётные значения $\bar{\tau}$, как это видно из рис. 3, хорошо укладываются на эмпирическую кривую

$$\bar{\tau} = 0,1 + 0,1 T^{1/4}. \quad (4)$$

Угловые распределения вторичных частиц в неупругих $N-N$ столкновениях описываются выражением

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

где

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

а значения постоянных d_{nk} указаны в таблице III. Расчётные и экспериментальные распределения $W(\cos \theta)$ при этом хорошо согласуются (см. рис. 4).

В $\pi-N$ столкновениях угловые распределения вторичных нуклонов и мезонов существенно различаются и их следует аппроксимировать выражениями (5), (6) с различными значениями коэффициентов d_{nk} . Эти коэффициенты приведены в таблице III. Сравнение с опытом восстановленных угловых распределений показано на рис. 5.

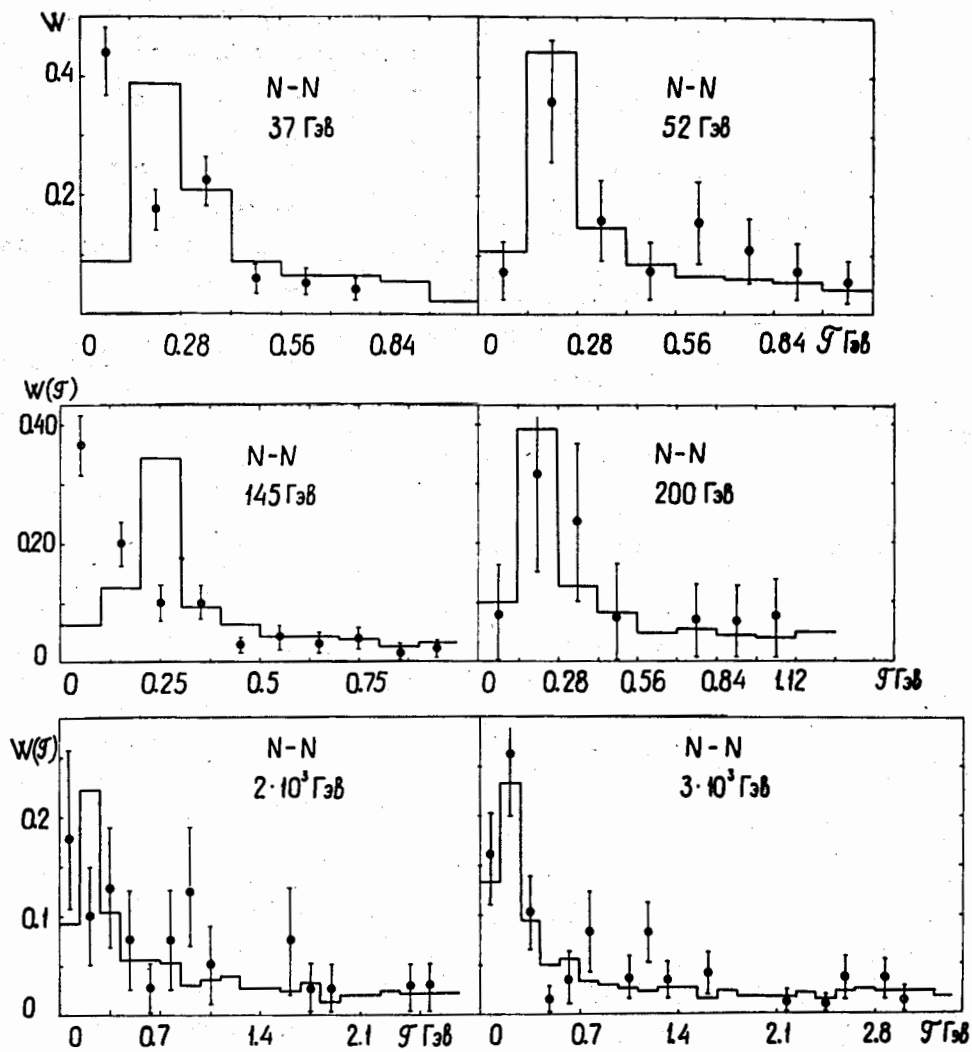


Рис. 2. Распределение кинетических энергий вторичных частиц, рождающихся в неупругих π -N и N-N столкновениях при различных энергиях T. Гистограммы - расчёт по формулам (2), (3). Экспериментальные точки взяты из работ [7-12].

Таблица III
 Значения коэффициентов в формуле (6) для π^-N и $N-N$ взаимодействий.
 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 $\cdot 10^{-2}$	-0,135987	0,483035	0,553090
3	0,137573 $\cdot 10^{-3}$	0,708733 $\cdot 10^{-4}$	-0,101642 $\cdot 10^{-2}$	0,169870 $\cdot 10^{-2}$
$\pi+N$; нуклоны				
0	0,0980255	-0,683293	4,25129	-8,21428
1	-0,0334275	0,245065	-0,739868	0,498030
2	0,0112798	-0,115113	0,420985	-0,517744
3	-0,430871 $\cdot 10^{-3}$	0,351801 $\cdot 10^{-2}$	-0,0125944	0,0124884
$\pi+\pi^-$; 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 $\cdot 10^{-2}$	-0,0191912	0,124586	0,188481

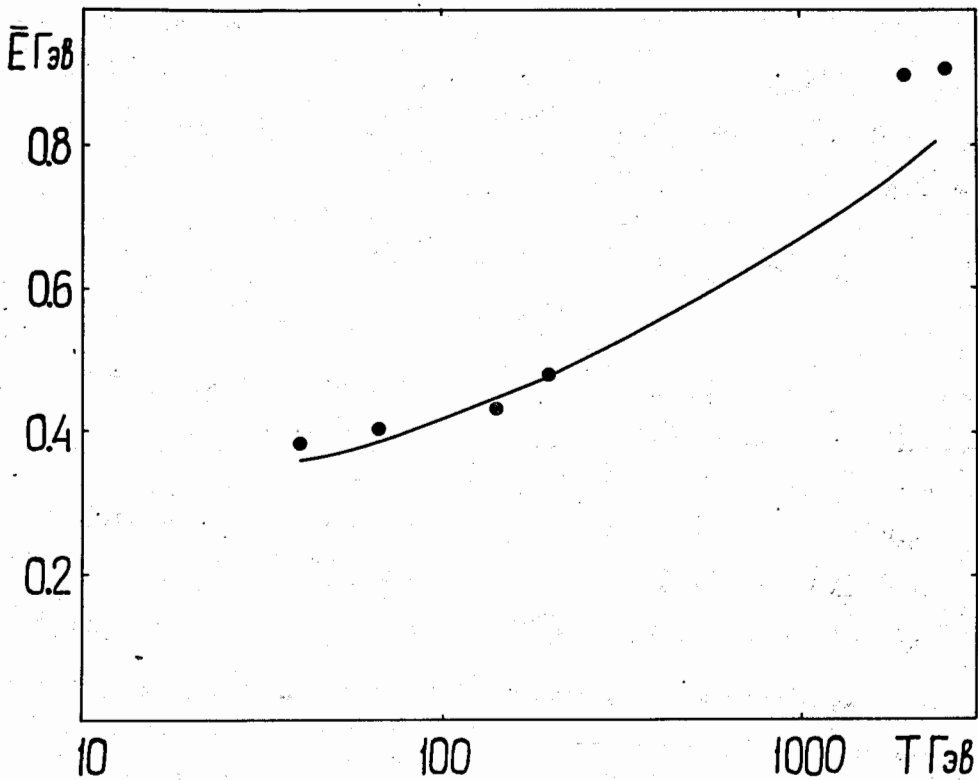


Рис. 3. Зависимость средней энергии вторичных частиц \bar{E} от энергии первичной частицы T . Точки соответствуют теоретическим гистограммам рис. 2. Кривая - эмпирическая зависимость (4).

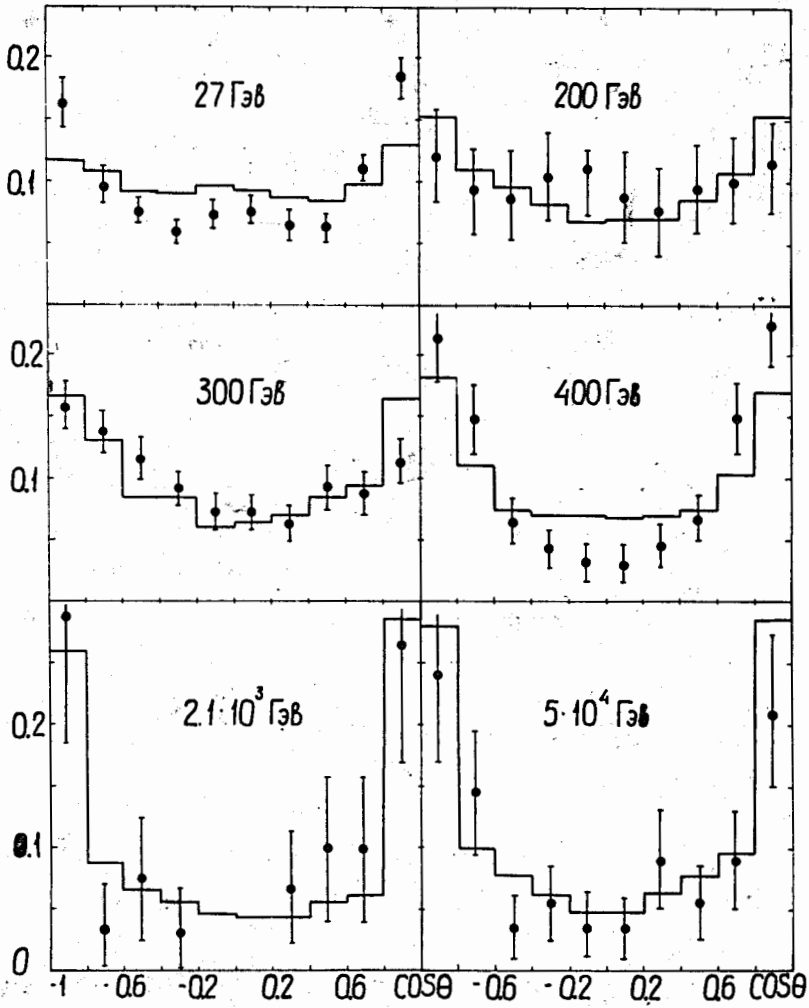


Рис. 4. Угловые распределения вторичных частиц в неупругих N-N столкновениях при различных энергиях T . Гистограммы - расчёт по формулам (5), (6). Экспериментальные точки взяты из работ [5, 12-15].

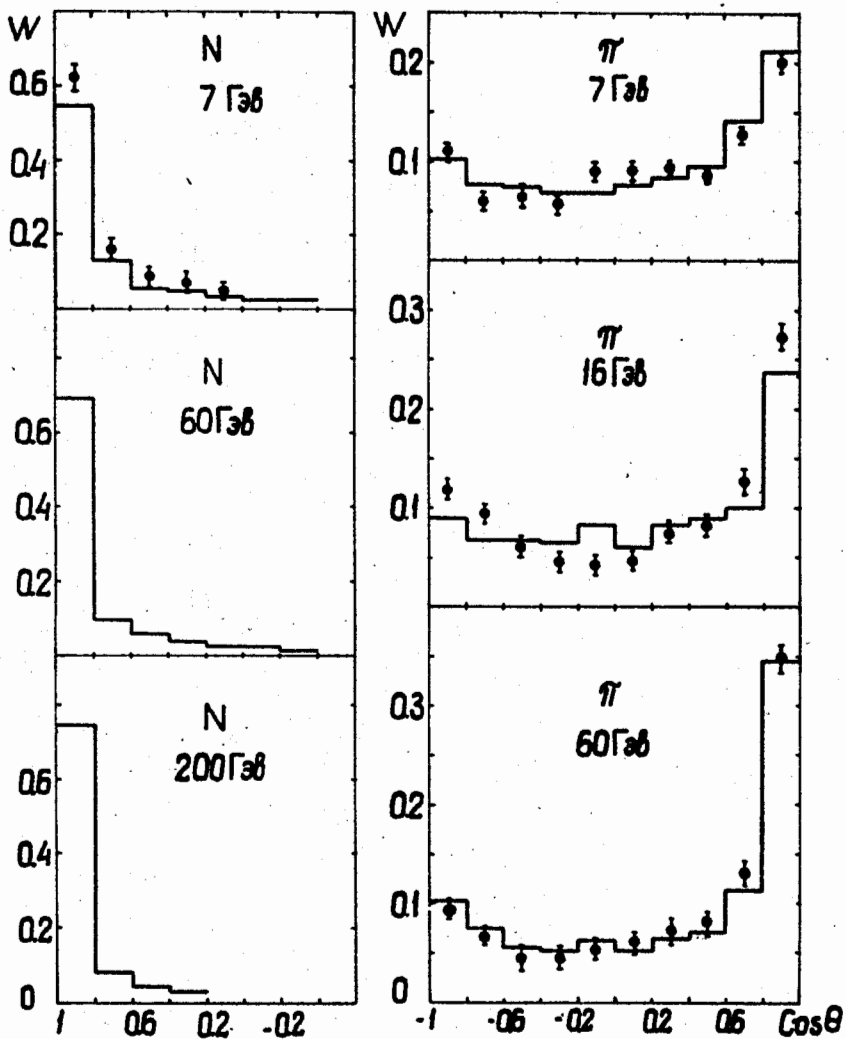


Рис. 5. Угловые распределения вторичных частиц в неупругих π -N столкновениях при различных энергиях T . Гистограммы - расчёт по формулам (5), (6). Экспериментальные точки взяты из работ [17-19].

Следует иметь в виду, что поскольку при $T > 100$ Гэв экспериментальных данных об угловых распределениях частиц в π -N столкновениях сейчас известно крайне мало, уверенность в корректности их аппроксимации в значительной степени основана на анализе области ускорительных энергий.

Необходимо также отметить, что в отличие от работ^{/1/} приведенные в таблицах II и III значения коэффициентов и расчётные данные на рис. 2-6 получены в среднем, без учёта закона сохранения энергии и импульса в каждом отдельном акте π -N и N-N взаимодействия^{/2/}.

Переход к лабораторной системе координат

Поскольку в настоящее время мы еще не располагаем теорией, которая позволяла бы достаточно аккуратно рассчитывать угловые и энергетические распределения частиц в неупругих π -N и N-N столкновениях, то для оценки этих распределений в лабораторной системе координат (л.с.к.), часто очень важных для экспериментаторов, как правило, используются различные варианты статистических теорий множественного образования частиц. На их основе рассчитываются распределения в системе центра масс (с.ц.м.), а затем с помощью формул Лоренца эти распределения преобразуются в лабораторную систему координат (л.с.к.). Однако статистические теории не дают правильного углового распределения частиц, в с.ц.м., поэтому такое преобразование обычно выполняют в предположении, что частицы в с.ц.м. разлетаются изотропно. Это, конечно, весьма далеко от истины, однако считается, что обусловленные этим ошибки не очень велики, т.к. благодаря эффекту лоренцовского сжатия частицы в л.с.к. все равно вылетают в сравнительно узкий телесный конус.

Можно получить более точные предсказания в л.с.к., если отказаться от статистических теорий и положить в основу расчёта описанную выше статистическую аппроксимацию известных экспериментальных данных. Монте-карловским розыгрышем распределений (1), (2), (5) можно определить энергии и углы вылета всех вторичных частиц, образующихся в акте неупругого π -N или N-N столкновения, после чего нетрудно перейти к л.с.к.

Такой подход хорошо зарекомендовал себя в области ускорительных энергий $T \leq 30$ Гэв^{1/1}. Отличие данного расчёта заключается, в основном, лишь в учёте вклада двух противоположно направленных лидирующих частиц, уносящих в среднем по 30-35% всей энергии (см. примечание на стр. 2) и рассмотрении законов сохранения энергии и импульса в среднем для большого числа актов взаимодействия (см. об этом в работах^{2/}; точный учёт законов сохранения является нашей следующей задачей). На рис. 6 показана полученная таким образом энергетическая зависимость угла $\theta_{1/2}$, в который вылетает в л.с.к. половина всех вторичных пионов.

На рис. 7 показаны энергетические спектры в л.с.к. для вторичных нуклонов, π - и K - мезонов, образующихся в неупругих $N-N$ столкновениях при $T = 1000$ Гэв. Для сравнения отдельно показаны соответствующие распределения для $T = 100$ Гэв. В целях удобства изображения спектры нормированы на единицу, поэтому для того, чтобы получить абсолютные значения числа вторичных частиц, данные рис. 7 следует домножить на коэффициенты, указанные в таблице IV. (Интенсивность пучка первичных частиц считалась при этом равной 10^{14} протонов /сек, плотность - 10^{23} нуклонов/см^{2/}).

Что касается числа рождающихся странных частиц, то известные сейчас данные из опытов с космическими лучами указывают, что в области $T > 10$ Гэв их число составляет $\approx 20\%$ числа рождающихся пионов. К таким выводам приводят оценки по статистическим теориям.

Число рождающихся антинуклонов еще меньше и, по-видимому, не превышает нескольких процентов от числа вторичных π - мезонов.

В заключение мы рады поблагодарить В.Д. Тонеева, К.Д. Толстова и В.А. Копылова-Свиридова за обсуждение результатов и ценные критические замечания.

Л и т е р а т у р а

1. В.С. Барашенков, К.К. Гудима, Э.Д. Тонеев.

Acta Phys. Polonica, 36, 415 (1969). Сообщение ОИЯИ P2-4066 (1968).

2. И.З. Артыков, В.С. Барашенков, С.М. Елисеев. ЯФ, 4, 156 (1968):

Nucl. Phys., 87, 241 (1966), B6, 11 (1968).

3. V.S. Barashenkov, V.M. Maltsev. *Fort. d. Phys.*, 15, 435 (1967).

4. K. Rybicki, *Nuovo Cimento*, 49, 233 (1967);
5. N.A. Dobrotin, V.V. Guseva, K.A. Kotelnikov, A.M. Lebedev, S.V. Ryabikov, S.A. Slavatskiy and N.G. Zelevinskaya. *Nucl. Phys.*, 35, 152 (1962).
6. A.A. Kamal, G.K. Rao. *Nucl.Phys.*, B2, 135 (1967).
7. E. Lohrmann. *Nuovo Cimento*, 5, 1074 (1957).
8. С. Капеко, О. Кусумото, С. Матсумото, М. Такахата. Труды Международной конференции по космическим лучам. Москва, 1960, 1, 100.
9. L. Montanet, J.A. Newth, G. Petrucci, R.A. Salmeron and A. Zichini. *Nuovo Cim.*, 17, 166 (1960).
10. M.W. Teucher, D.M. Haskin and M. Schein. *Phys.Rev.*, 111, 1384 (1958).
11. M. Shein, D.M. Haskin, E. Lohrmann and M.W. Teucher. *Phys.Rev.*, 1238 (1959).
12. S. Matsumoto. *Journ. Phys.Soc.Jap.*, 18, 1 (1963).
13. J. Baudinet-Robinet, M. Morand, Tsai-chii, C. Castagnoli, G. Dascola, S. Mora, A. Barbaro-Galtieri, G. Baroni and A. Manfredini. *Nucl. Phys.*, 32, 452 (1962).
14. А.П. Жданов, И.М. Кукс, Н.С. Скирда, Р.М. Яковлев. Труды Международной конференции по космическим лучам, Москва, 1960, 1, 87.
15. A. Debenedetti, C.M. Garelli, L. Tallone and M. Vigone. *Nuovo Cim.*, 4, 1142 (1956).
16. K. Nishikawa. *Journ. Phys.Soc.Jap.*, 14, 880 (1956).
17. 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).
18. 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.H. Mulvey, D. Radojicic. *Nuovo Cim.*, 33, 941 (1962).
19. Alma-Ata-Budapest-Cracow-Dubna-Moscow-Sofia-Tashkent-Ulan-Bator-Collaboration. *Phys.Rev.Lett.*, 31B, 237 (1970).

Рукопись поступила в издательский отдел

19 августа 1970 года.

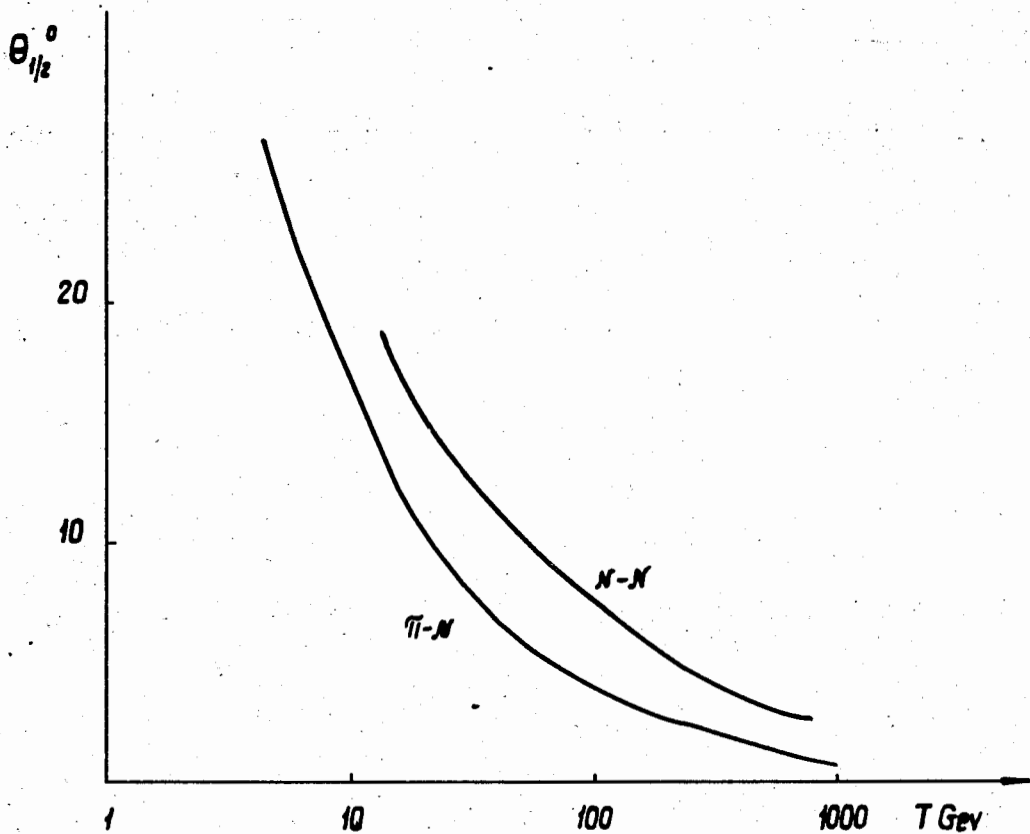


Рис. 6. Энергетическая зависимость угла $\theta_{1/2}$, в который вылетает в л.с.к. половина всех вторичных пионов.

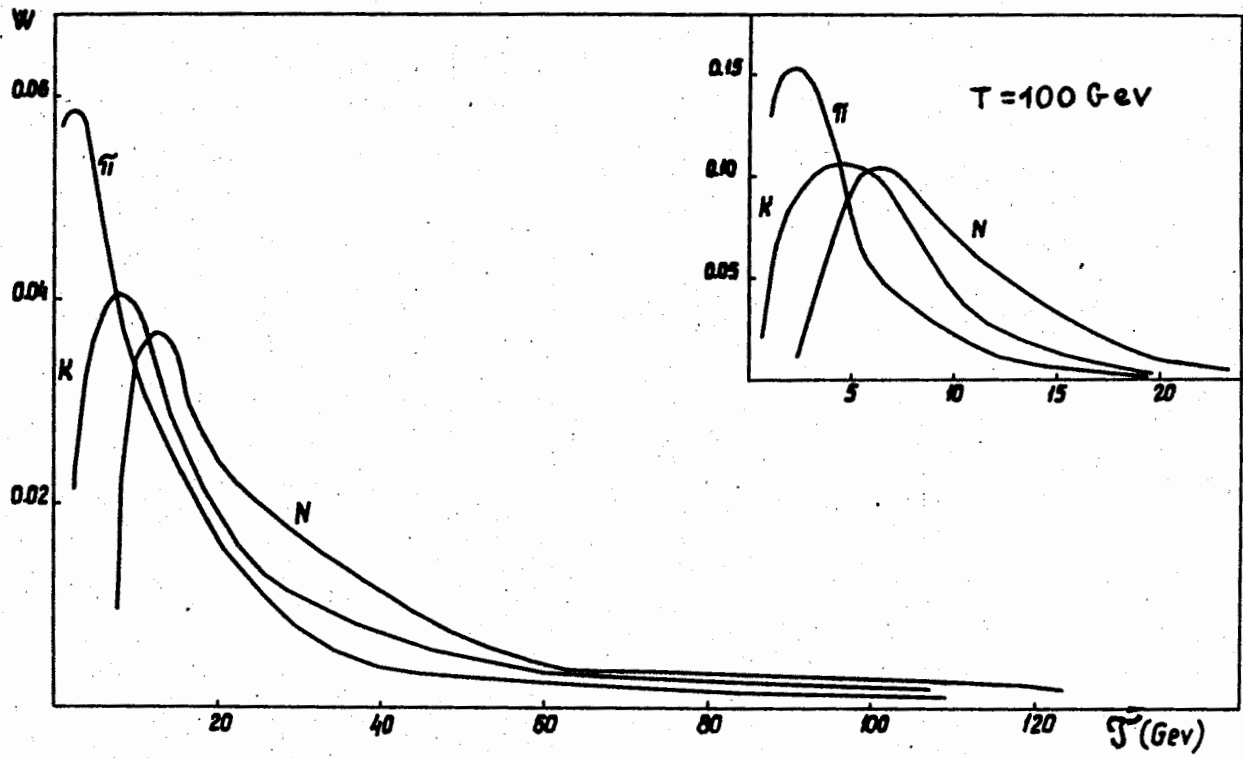


Рис. 7. Энергетические спектры в л.с.к. вторичных частиц, образующихся в неупругих N-N столкновениях при $T = 1000$ Гэв. Для сравнения отдельно показаны распределения при $T = 100$ Гэв.

Таблица IV
 Нормировочные коэффициенты для рис. 7.

Т.Гэв / частицы	Я	К	У
100	2.8×10^{12}	5×10^{11}	6×10^{11}
1000	5.0×10^{12}	1×10^{12}	9×10^{11}

Угловые и энергетические распределения частиц, образующихся в неупругих π -N и N-N столкновениях при очень высоких энергиях

Для энергий, большх нескольких десятков Гэв, получена аналитическая аппроксимация экспериментальных угловых и энергетических распределений вторичных частиц в системе центра масс. Эта аппроксимация удобна для расчётов по методу Монте-Карло внутриядерных каскадов при сверхвысоких энергиях.

Сообщения Объединенного института ядерных исследований

Дубна, 1970

Barashenkov V.S., Eliseev S.M.

P2-5331

The Angular and Energy Distributions of Particles
Produced in the Inelastic π -N and N-N Collisions
at Super-High Energies

For the energies more than several dozens of GeV an analytical approximation of the experimental angular and energy secondary particle distributions in the c.m.s. is obtained. This approximation is conveniently applied for calculation of the intranuclear cascades at super-high energies according to the Monte-Carlo method.

Communications of the Joint Institute for Nuclear Research.

Dubna, 1970