

Б-245.

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P2 - 4066



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

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

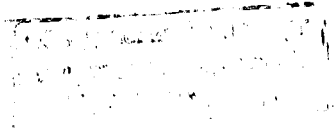
СТАТИСТИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ
НЕУПРУГИХ СТОЛКНОВЕНИЙ БЫСТРЫХ ЧАСТИЦ
С ВНУТРИЯДЕРНЫМИ НУКЛОНАМИ

1968

P2 - 4066

Е.С.Барашенков, К.К.Гудима, В.Д.Тонеев

СТАТИСТИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ
НЕУПРУГИХ СТОЛКНОВЕНИЙ БЫСТРЫХ ЧАСТИЦ
С ВНУТРИЯДЕРНЫМИ НУКЛОНАМИ



75 12/3 48

1. Введение

Одна из наиболее серьезных трудностей, возникающих при расчёте внутриядерных каскадов, заключается в необходимости вводить в вычислительную машину подробную информацию о неупругих взаимодействиях частиц при различных энергиях: вероятности отдельных каналов реакции, зарядовые, угловые и импульсные распределения рождающихся частиц различных сортов. Это предъявляет высокие требования к объёму памяти машины, а во многих случаях – особенно в области энергий, когда существенно множественное рождение частиц, – оказывается вообще невозможным ввиду отсутствия необходимых экспериментальных данных.

В настоящее время наметились два различных подхода, позволяющих, по крайней мере частично, обойти указанное затруднение.

В первом из них для описания неупругого взаимодействия частиц используются какие-либо теоретические модели (см., например, работы ^{/1-4/}). Однако, поскольку мы сейчас не располагаем теорией сильных взаимодействий, все эти модели представляют собой грубые и весьма ограниченные приближения и, кроме того, часто связаны с громоздкими численными расчётами (например, когда применяются периферическая и мультипериферическая модели).

Второй подход основан на использовании средних экспериментальных распределений (угловых, импульсных и т.д.), из которых с помощью метода Монте-Карло делаются выборки, позволяющие статистически восстановить результат отдельного акта неупругого взаимодействия. Как

показали детальные расчёты, такой подход оказывается весьма эффективным и может быть с успехом реализован на вычислительных машинах с относительно небольшим объемом памяти (4-8 тысяч слов)^{/5-8/}.

Расчёты внутриядерных каскадов значительно упрощаются, если в качестве исходной информации для восстановления картины элементарного акта использовать не сами экспериментальные распределения, а их полиномиальные аппроксимации. Нахождение таких аппроксимаций связано с весьма громоздким численным анализом большого количества экспериментальных данных, однако после того, как он выполнен, полученные аппроксимации можно использовать для расчёта каскадов в различных ядрах и при различных энергиях; при этом значительно сокращается время, необходимое для определения энергий и углов вылета частиц во внутриядерных столкновениях.

В следующем параграфе для практически наиболее важных случаев $N-N$ и $\pi-N$ взаимодействий будут приведены таблицы коэффициентов аппроксимирующих полиномов и дано подробное сравнение с опытом различных распределений, рассчитанных на основе этих коэффициентов.

Существенным недостатком всех выполненных до сих пор расчётов, основанных на монте-карловском розыгрыше экспериментальных распределений, является то, что при этом не удавалось добиться точно выполнения законов сохранения энергии-импульса.

Можно обеспечить выполнение закона сохранения энергии в системе центра масс внутриядерного нуклона и взаимодействующей с ним частицы, где задаются экспериментальные распределения, характеризующие неупругое взаимодействие. Однако, вследствие независимого розыгрыша углов, разлета, сумма импульсов вторичных частиц оказывается, вообще говоря, отличной от нуля. Это приводит к тому, что при переходе в лабораторную систему координат в каждом отдельном акте неупругого взаимодействия нарушаются как закон сохранения импульса,

так и закон сохранения энергии; можно надеяться лишь на статистическое выполнение законов – в среднем, для большого числа отдельных взаимодействий.

Нарушение законов сохранения является следствием переопределения системы, розыгрышем большего числа случайных величин, чем это разрешено законами сохранения.

В недавней работе^{/9/} показано, что хотя среднее отклонение от законов сохранения в лабораторной системе координат действительно близко к нулю, дисперсия этого среднего оказывается неожиданно большой. Это говорит о том, что достаточно надежными в таких расчётах являются лишь средние характеристики ядерных взаимодействий: средняя множественность вылетающих из ядра каскадных и линейных частиц, их средняя энергия, углы разлета и т.п., распределения же этих характеристик, особенно на краях, могут быть существенно искаженными.

Ниже мы рассмотрим, каким образом можно обеспечить точное выполнение законов сохранения энергии-импульса при моделировании элементарного акта по методу Монте-Карло. Мы увидим, что в хорошем согласии с опытом оказываются не только средние значения, но и распределения расчётных величин^{x/}.

1. Аппроксимация экспериментальных угловых и импульсных распределений

Время выборки экспериментальных данных можно существенно уменьшить, если вместо дифференциальных угловых и импульсных распределений в системе центра масс $W_{\theta}(\cos \theta)$ и $W(p)$ использовать соответствующие интегральные распределения

^{x/} Некоторые предварительные результаты были изложены в работе^{/10/}.

$$W_{\theta}(x) = \int_0^x W_{\theta}(2z-1) dz / \int_0^1 W_{\theta}(2z-1) dz, \quad (1)$$

$$W_p(y) = \int_0^y W_p(z p_{\max}) dz / \int_0^1 W_p(z p_{\max}) dz \quad (2)$$

и учесть, что обратные величины

$$x = W_{\theta}^{-1}(\xi) \quad \text{и} \quad y = W_p^{-1}(\xi)$$

являются монотонно возрастающими функциями случайного числа ξ , равномерно распределенного на интервале $(0,1)^{x/}$. Эти функции удобно выразить через полиномы от ξ :

$$\cos \theta = 2 \xi^{1/2} \left\{ \sum_{n=0}^N a_n \xi^n + (1 - \sum_{n=0}^N a_n) \xi^{N+1} \right\} - 1, \quad (3)$$

$$p = p_{\max}^{1/2} \left\{ \sum_{n=0}^N b_n \xi^n + (1 - \sum_{n=0}^N b_n) \xi^{N+1} \right\}, \quad (4)$$

^{x/} Если аргумент дифференциального распределения $W(y)$ задан на интервале (a, b) , то аргумент $x = (y-a)/(b-a)$ будет задан уже на интервале $(0,1)$. Для углового распределения $x = (1+\cos\theta)/2$, для распределения по импульсам $x = p/p_{\max}$.

где максимальное значение импульса в экспериментальном распределении p_{\max} и коэффициенты a_n и b_n зависят от типа рассматриваемой реакции и от энергии сталкивающихся частиц. Энергетическую зависимость этих величин можно также представить в виде полиномов:

$$a_n = \sum_{k=0}^M a_{nk} T^k, \quad b_n = \sum_{k=0}^M b_{nk} T^k, \quad p_{\max} = \sum_{k=0}^M c_k T^k. \quad (5)$$

Handwritten notes:
 $p_{\max} = \sum_{k=0}^M c_k T^k$
 $c_k = \dots$

Подробные расчёты показали, что в пределах точности современных экспериментов оптимальной, по-видимому, является аппроксимация полиномами четвертой степени (т.е. $N = 3$, $M = 3$); такие полиномы просты для расчётов и в то же время хорошо аппроксимируют известные сейчас экспериментальные данные.

В таблицах I и II приведены значения коэффициентов a_{nk} и b_{nk} для неупругих $N-N$ и $\pi-N$ взаимодействий. Отдельно указаны коэффициенты для каналов с тремя частицами в конечном состоянии. Это сделано в целях повышения точности — особенно в области $T \leq 1$ Гэв, — так как распределения вторичных частиц в этих каналах значительно отличаются от распределений частиц в многочастичных каналах (отличительной чертой трехчастичных каналов является также и то, что при монте-карловских розыгрышах в этом случае не нужно делать дополнительной браковки по величине поперечного импульса; см. §4).

При $T > 4$ Гэв относительный вклад трехчастичных реакций мал и их можно не учитывать. Значения коэффициентов в таблицах I и II являются усредненными по изотопическим спинам начального и конечного состояний, что вполне оправдано ввиду их слабой изотопической зависимости (см. /25,26/).

На рис. 1-8 угловые и энергетические распределения, построенные с помощью указанных в таблицах значений коэффициентов a_{nk} и b_{nk} сравниваются с соответствующими экспериментальными данными. Как видно, эксперимент и расчётные кривые согласуются вполне удовлетворительно.

Полиномиальную аппроксимацию (3) можно использовать не только для неупругих каналов, но и для углового распределения упруго рассеянных частиц (энергия частиц при этом однозначно определяется углом рассеяния). Однако для описания энергетической зависимости коэффициентов a_n требуются полиномы с очень большим числом членов. Расчёты показали, что в этом случае удобно всю область энергий разбить на несколько интервалов, в каждом из которых можно ограничиться небольшим числом членов разложения a_n .

Соответствующие коэффициенты a_{nk} приведены в таблице III; в таблице IV указаны значения коэффициентов c_k .

Из рис. 9 видно, что рассчитанные с помощью этих коэффициентов угловые распределения хорошо согласуются с экспериментальными.

3. Восстановление детальной картины неупругого взаимодействия по средним угловым и импульсным распределениям рождающихся частиц

Рассмотрим сначала канал реакции с тремя частицами в конечном состоянии, которые имеют массы m_1 и импульсы $\vec{p}_1 = \{p_1, \cos\theta_1, \phi_1\}$. С учётом законов сохранения конечное состояние в этом случае характеризуется пятью независимыми величинами, которые можно выбрать следующим образом.

Методом Монте-Карло по экспериментальным энергетическим спектрам (или спектру, если частицы одинаковые) найдем импульсы p_1 и p_2 . Импульс третьей частицы определяется законом сохранения энергии:

$$p_3 = \{ [E - \sqrt{p_1^2 + m_1^2} - \sqrt{p_2^2 + m_2^2}]^2 - m_3^2 \}^{1/2}, \quad (6)$$

где E - полная энергия в системе центра масс.

Если величина p_3 при этом окажется мнимой или не удовлетворяет "неравенствам треугольника":

$$| p_2 - p_3 | \leq p_1 \leq p_2 + p_3,$$

значения p_1 , p_2 и p_3 следует вычислить заново.

Чтобы определить положение векторов \vec{p}_i в пространстве, заметим, что ось Z нашей системы центра масс, соответствующей случаю, когда в лабораторной системе координат движутся обе сталкивающиеся частицы, направлена вдоль \vec{V} -вектора скорости этой системы координат относительно лабораторной системы (все величины в нашей системе центра масс мы будем далее отмечать звездочкой: Z^* , p_1^* и т.д.). Однако экспериментальные угловые распределения принято относить к системе центра масс, соответствующей случаю, когда в лабораторной системе одна из сталкивающихся частиц (частица - мишень) покоится. Ось Z такой системы координат ("системы Z'' ") направлена вдоль импульса налетающей частицы в нашей системе центра масс \vec{p}_0^* (см. рис. 10).

Разыграв по экспериментальным угловым распределениям в системе Z величины $\cos \theta_3$ и ϕ_3 , найдем вектор \vec{p}_3 ; величину этого вектора в системе центра масс \vec{p}_3^* получим с помощью преобразования (IV) из приложения, где следует положить $\vec{A} = \vec{p}_0^*$, $\vec{B} = \vec{V}$.

Выбрав далее вектор \vec{p}_3^* за новую ось Z' и учитывая, что для $i = 1, 2$ $\vec{p}_i' \cdot \vec{p}_3' = p_i p_3 \cos \theta_i'$, из условия $\vec{p}_1' + \vec{p}_2' + \vec{p}_3' = 0$

получим

$$\left. \begin{aligned} \cos \theta'_1 &= -(p_3^2 + p_1^2 - p_2^2) / 2 p_3 p_2 \\ \cos \theta'_2 &= -(p_3^2 + p_2^2 - p_1^2) / 2 p_3 p_1 \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

В качестве последней, пятой, независимой переменной выберем угол Ψ , характеризующий положение плоскости реакции. Будем считать этот угол изотропным, т.е. положим $\Psi = 2\pi\xi$, где ξ — случайное число из интервала (0,1). Как видно из рис. 10, $\phi_1 = \Psi$, $\phi_2 = \pi + \Psi$.

Чтобы вычислить в системе центра масс векторы \bar{p}_1^* и \bar{p}_2^* необходимо снова воспользоваться преобразованием (IV), положив в нем $\bar{A} = \bar{p}_3^*$ и $\bar{B} = \bar{v}$ (см. рис. 10).

Таким образом, мы полностью определим все три вектора \bar{p}_i^* , удовлетворяющие законам сохранения энергии-импульса.

Переход к лабораторной системе координат осуществляется преобразованием

$$\bar{p}_{i \text{ лаб}} = \bar{p}_i^* + \frac{\bar{v}(\bar{p}_i^* \bar{v})}{v^2} \left(\frac{1}{\sqrt{1-v^2}} - 1 \right) + \bar{v} \sqrt{\frac{p_i^{*2} + m_i^2}{1-v^2}} \quad (8)$$

Расчёт нетрудно обобщить на случай рождения большого числа частиц ($n > 1$). При этом число вторичных частиц n автоматически фиксируется числом монте-карловских выборок из импульсных спектров, совместимых с законом сохранения энергии ($\sum_{i=1}^{n-1} \sqrt{p_i^2 + m_i^2} \leq E - m_n$), а импульс последней частицы определяется равенством

$$p_n = \left\{ \left[E - \sum_{i=1}^{n-1} \sqrt{p_i^2 + m_i^2} \right]^2 - m_n^2 \right\}^{1/2}. \quad (9)$$

Роль, которую в рассмотренном выше трехчастичном случае играл вектор \vec{p}_3 , теперь будет играть сумма векторов $\sum_{i=3}^n \vec{p}_i$, угловые координаты которых ($\cos \theta_i$ и ϕ_i) разыгрываются независимо. Очевидным образом изменяется и "неравенство треугольника".

Все распределения, приведенные на рис. 1-8, получены с учётом законов сохранения энергии-импульса.

4. Учёт корреляций угловых и импульсных распределений

Изложенный в предыдущем разделе метод моделирования неупругого взаимодействия хорошо воспроизводит средние угловые и импульсные распределения рождающихся частиц, однако корреляции угловых и импульсных характеристик оказываются при этом утерянными.

Частично эти корреляции можно учесть, если дополнительно потребовать хорошего согласия с опытом расчётных распределений по поперечному импульсу p_{\perp} . Практически это сводится к дополнительной браковке разыгрываемых характеристик элементарного акта по распределению поперечного импульса $d\sigma/dp_{\perp}$, которое во всей области энергий выше порога неупругой реакции, независимо от типа сталкивающихся частиц, может быть аппроксимировано экспоненциальной функцией

$$\frac{d\sigma}{dp_{\perp}} = a p_{\perp} e^{-p_{\perp}/p_0}, \quad (10)$$

где $P_0 = 0,36$ и $0,25$ Гэв/с соответственно для нуклонов и π -мезонов, α — постоянная нормировки.

Введение браковки событий по p_{\perp} влияет, конечно, на вид угловых распределений рождающихся частиц, однако не нарушает их согласия с экспериментом (см. рис. 1 и 3); распределения по p_{\perp} оказываются значительно ближе к экспериментальным, особенно для нуклонов (см. рис. 11, 12)^{x/}.

В случае трехчастичных реакций корреляции между угловыми и импульсными переменными возникают уже благодаря учёту законов сохранения энергии-импульса и нет необходимости в дополнительной браковке событий по p_{\perp} . Из рис. 13 видно, что в этом случае с опытом хорошо согласуются даже спектры под заданным углом.

5. О множественности частиц, рождающихся в неупругих $N - N$ и $\pi - N$ столкновениях

При определении характеристик неупругого взаимодействия с учётом законов сохранения число рождающихся частиц автоматически фиксируется заданием их импульсного спектра и величины энергии сталкивающихся частиц.

Зарядовые распределения рождающихся частиц при энергиях $T < 1$ Гэв, когда основной вклад дают трехчастичные реакции, находятся обычно по известным сечениям отдельных каналов, а при больших энергиях — в предположении, что различные изотопические состояния нуклонов и π -мезонов равновероятны (при условии сохранения электрического заряда).

^{x/} Импульсные распределения частиц и распределение множественности при этом вообще не изменяются, т.к. в случаях, когда значение p_{\perp} не согласовалось с распределением (10), заново разыгрывались лишь угловые переменные.

В эксперименте, как правило, наоборот, измеряются зарядовые распределения, а полное число рождающихся частиц получается путем пересчёта, основанного на определенных предположениях о вероятности различных изотопических состояний (подробнее см., например, обзор^{/25/}).

На рис. 14,15 и в таблицах V, VI экспериментальные зарядовые распределения и соответствующие значения средней множественности \bar{n}^{\pm} и \bar{n} сравниваются с величинами, полученными при монте-карловском моделировании элементарного акта.

Из приведенных данных видно, что "монте-карловские" значения заметно превышают экспериментальные, особенно в случае π -N взаимодействий.

Расхождение можно было бы устранить, если допустить, что отношение среднего числа нейтральных и заряженных мезонов, рождающихся в неупругом взаимодействии,

$$\bar{n}_{\pi^0} / (\bar{n}_{\pi^+} + \bar{n}_{\pi^-}) > 1/2 .$$

Расчёты зарядовых распределений, выполненные на основе унитарно-симметричной статистической теории множественного образования частиц^{/38/}, также указывают на грубость предположения о равновероятности различных изотопических состояний рождающихся частиц, что особенно существенно для π -N взаимодействий, где с большой вероятностью образуются резонаны, распад которых происходит с преимущественным рождением π^0 -мезонов.

Значения \bar{n} , вычисленные с помощью унитарно-симметричной статистической теории, хорошо ложатся на кривую $\bar{n}(T)$, полученную при монте-карловском моделировании элементарного акта (см. рис.14).

Так как на этом предположении основано большое число заключений, полученных в области высоких энергий, особенно в физике кос-

мических лучей, то дальнейшее изучение этого весьма неясного вопроса представляет большой интерес.

Приложение

Пусть в некоторой системе координат заданы векторы \bar{A} и \bar{B} . Рассмотрим, какой вид будет иметь в этой системе вектор \bar{C} , заданный в системе координат, где ось Z направлена вдоль вектора \bar{A} , а азимутальный угол произволен. (Далее все величины в этой системе координат мы будем отмечать штрихом).

Если фиксировать азимутальный угол, выбрав за плоскость X, Z плоскость векторов \bar{A} и \bar{B} , то мы можем написать:

$$\bar{A} = A \bar{e}'_z, \quad \bar{B} = \alpha \bar{e}'_x + \beta \bar{e}'_z, \quad [\bar{A} \bar{B}] = \gamma \bar{e}'_y, \quad (I)$$

где коэффициенты определяются из условия ортонормированности координатных ортов \bar{e}'_i :

$$\alpha = \sqrt{B^2 - \beta^2}, \quad \beta = (\bar{A} \bar{B}) / A, \quad \gamma = \alpha A. \quad (II)$$

Выразив теперь с помощью соотношений (I) и (II) орты \bar{e}'_i через векторы \bar{A} и \bar{B} ,

$$\bar{e}'_x = \frac{1}{\alpha} (\bar{B} - \beta \bar{A} / A), \quad \bar{e}'_y = \frac{[\bar{A} \bar{B}]}{\alpha A}, \quad \bar{e}'_z = \frac{\bar{A}}{A}, \quad (III)$$

получим искомое выражение для вектора \bar{C} :

$$\begin{aligned} \bar{C} &= C'_x \bar{e}'_x + C'_y \bar{e}'_y + C'_z \bar{e}'_z = \\ &= C'_x \frac{\bar{B}}{\alpha} + C'_y \frac{[\bar{A} \bar{B}]}{\alpha A} + (C'_z - C'_x \frac{\beta}{\alpha}) \frac{\bar{A}}{A}. \end{aligned} \quad (IV)$$

Л и т е р а т у р а

1. N.Metropolis, R.Bivins, M.Storm, A.Turkevich, J.M.Miller, G.Friedlander. Phys.Rev., 110, 204 (1958).
2. S.J.Lindenbaum, R.M.Sterheimer. Phys. Rev., 105, 1874 (1957).
3. J.E.Crew, R.D.Hill, L.S.Lavatelli. Phys. Rev., 106, 1051 (1957).
4. S.L.Whetstone. LA-3206-MS, Los Alamos, 1955.
5. В.С.Барашенков, А.В.Бояджиев, Л.А.Кулюкина, Е.М.Мальцев. Ат. энергия, 16, 515 (1964).
6. И.З.Артыков, В.С.Барашенков, С.М.Елисеев. Яд. физика, 4, 156 (1966).
7. I.Z.Artykov, V.S.Barashenkov, S.M.Eliseev, Nucl.Phys., 87, 241 (1966).
8. I.Z.Artykov, V.S.Barashenkov, S.M.Eliseev, Nucl.Phys., 6B, 11 (1968).
9. Н.М.Соболевский, В.Д.Тонеев. Препринт ОИЯИ, P4-3714, Дубна, 1967.
10. В.Д.Тонеев. Препринт ОИЯИ, P2-3561, Дубна, 1967.
11. C.N.Vittitoe, B.R.Riley, W.J.Fickinger, V.P.Kirney, J.G.Mowat, W.D.Shephard. Phys.Rev., 135B, 232 (1964).
12. I.Derado, N.Schmitz. Phys.Rev., 118, 309 (1960).
13. Aachen - Birmingham - Bohn - Hamburg - London - München - Collaboration. Nuovo Cim., 31, 729 (1964).
14. Aachen - Birmingham - Bohn - Hamburg - London - München - Collaboration. Nuovo Cim., 31, 485 (1964).
15. В.А.Беляков, Ван Шу-фень, В.В.Глаголев, Н.Дахлажав, Р.М.Лебедев, Н.Н.Мельникова, В.А.Никитин, В.Петржилка, В.А.Свиридов, М.Сук, К.Д.Толстов. ЖЭТФ, 39, 937 (1960).
16. 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.Radojicić. Nuovo Cim., 23, 941 (1962).
17. В.А.Кобзев, Ю.Т.Лукин, Ж.С.Такибаев, Г.Р.Шадикова, Е.В.Шалагина. ЖЭТФ, 41, 747 (1960).

18. J.C. Ruchbrooke, D.V. Bugg, A.J. Oxley, J.A. Zoll, M. Jobses, J. Kinson, L. Riddiford, B. Talini. *Nuovo Cim.*, 33, 1509 (1964).
19. B. Baldoni, S. Focardi, H. Hromadnic, L. Monari, F. Sapotetti, S. Femini, F. Mezzanares, E. Bertolini, G. Gialanella. *Nuovo Cim.*, 26, 1377 (1962).
20. W.J. Fickinger, E. Pickup, D.K. Robinson, E.O. Salant. *Phys. Rev.*, 125, 2082 (1962).
21. E. Pickup, D.K. Robinson, E.O. Salant. *Phys. Rev.*, 125, 2091 (1962).
22. Y. Bondinet-Robinet, M. Morand, Tsai Chu, C. Gastognoli, G. Dascola, S. Mora, A. Barbaro-Galtiori, G. Baroni, A. Manfredini. *Nucl. Phys.*, 32, 452 (1962).
23. Н.П. Богачев, Е.Л. Григорьев, Ю.П. Мереков. *ДАН СССР*, 148, 793 (1962).
24. Э.Г. Боос, Н.П. Паглова, В.Л. Первушина, Г.Я. Руськина, Ж.С. Такибаев. *Изв. АН СССР, сер. физич.*, 31, 1477 (1967).
25. V.S. Barashenkov, V.M. Maltsev, I. Patera, V.D. Toneev. *Fortschr. Physik*, 14, 357 (1966).
26. V.S. Barashenkov, V.M. Maltsev. *Fortschr. Physik*, 15, 435 (1967).
27. З.В. Анзон, А.Х. Винницкий, М. Избасаров, И.С. Стрельцов, Ж.С. Такибаев, И.Я. Частников, Ц.И. Шахова. *Тр. Инст. ЯФ АН Каз. ССР*, 7, 100 (1967).
28. L.K. Goodwin, R.W. Kenney, V. Perez-Mendez. *Phys. Rev. Letters*, 3, 522 (1959).
29. C.D. Wood, C.J. Devlin, J.A. Helland, M.J. Longo, B.J. Moyer, V. Perez-Mendez. *Phys. Rev. Letters*, 6, 481 (1961).
30. A.P. Watson, L. Riddiford. *Proc. Roy. Soc.*, A237, 175 (1956).
31. T. Fujii, G.B. Chadwick, G.B. Collins, P.J. Duke, N.C. Nien, M.A.R. Kemp, F. Turcot. *Phys. Rev.*, 128, 1836 (1962).
32. G. Bozóki, E. Fenyves, A. Frenkel, E. Gambosi, P. Surányi. *Nuovo Cim.*, 24, 29 (1952).
33. F. Lehar, V. Petrzilka, M. Suk. *Nucl. Phys.*, 1B, 199 (1967).
34. R.R. Daniel, N.K. Rao, R.K. Malhotra, Y. Tsuzuki. *Nuovo Cim.*, 16, 1 (1960).

35. A.A.Kamal, G.K.Rao. Nucl. Phys., 2B, 135 (1967).
36. М.Г.Мешеряков, В.П.Зрелов, Б.С.Неганов, И.К.Взоров, А.Ф.Шабундин. ЖЭТФ, 31, 45 (1956).
37. А.Г.Мешковский, Я.Я.Шаламов, В.А.Шебанов. ЖЭТФ, 34, 1426 (1958).
38. V.S.Barashenkov, V.M.Maltsev, G.M.Zinovjev. Acta Physica Polonica, 33, 315 (1968).
39. Т.Вишки, И.М.Граменицкий, З.Корбел, А.А.Номофилов, М.И.Подгорецкий, Л.Роб, В.Н.Стрельцов, Д.Тувдендорж, М.С.Хвастунов. ЖЭТФ, 41, 1069 (1961).
40. M.Csejthey-Barth. Nuovo Cim., 32, 545 (1964).
41. М.С.Айнутдинов, С.М.Зомбковский, С.Я.Никитин, Я.М.Селектор, В.Н.Шуляченко. ЖЭТФ, 44, 415 (1963).
42. F.R.Huson., W.B.Fretter. Nuovo Cim., 33, 1 (1964).

Рукопись поступила в издательский отдел
13 сентября 1968 года.

Таблица I
 Коэффициенты a_{nk} для неупругих $N - N$ и $\pi - N$
 взаимодействий (система центра масс)^{x/}

$n \backslash k$	0	I	2	3
$N + N \rightarrow 2N + \pi$; НУКЛОНЫ				
0	8559I (-I)	54284 (-I)	-5IIII (-I)	745I4 (-2)
I	50390 (+I)	-92324 (+I)	46003 (+I)	-62529 (+0)
2	-I3782 (+2)	36397(+2)	-20534 (+2)	29I59 (+I)
3	I466I (+2)	-42962 (+2)	2773I (+2)	-4II0I (+I)
$N + N \rightarrow 2N + \pi$; ПИОНЫ				
0	7I622 (-I)	9258I (-I)	-5I53I (-I)	58258 (-2)
I	30960 (+I)	-32I86 (+I)	89886 (+0)	-I7288 (-2)
2	-III25 (+2)	20273 (+2)	-75084 (+I)	70224 (+0)
3.	I8I30 (+2)	-33245 (+2)	I3I88 (+2)	-I4854 (+I)
$N + N \rightarrow 2N + n\pi$; $n > 1$; НУКЛОНЫ				
0	82300 (-I)	I0802 (-I)	-2I798 (-2)	65764 (-4)
I	I5854 (+0)	-33688 (+0)	52I66 (-I)	-I47II (-2)
2	377I6 (+I)	II727 (+I)	-258I6 (+0)	78209 (-2)
3	-40562 (+I)	-67476 (+0)	32048 (+0)	-I0580 (-I)
$N + N \rightarrow 2N + n\pi$; $n > 1$; ПИОНЫ				
0	III38 (+0)	-I7709 (-I)	20977 (-2)	-54799 (-4)
I	60396 (+0)	230I5 (+0)	-25458 (-I)	59III (-3)
2	30I74 (+I)	-I8I87 (+I)	2I626 (+0)	-55552 (-2)
3	-44I90 (+I)	345I8 (+I)	-40692 (+0)	I0647 (-I)
$\pi + N \rightarrow N + 2\pi$; НУКЛОНЫ				
0	I7288 (+0)	-I4504 (-0)	45390 (-I)	-4796I (-2)
I	7I080 (+I)	-I3032 (+2)	835I5 (+I)	-I4095 (+I)
2.	-I796I (+2)	4I78I (+2)	-30260 (+2)	53505 (+I)
3	I6403 (+2)	-40799 (+2)	32882 (+2)	-60946 (+I)

$\pi + N \rightarrow N + 2\pi$; ПИОНЫ				
0	37596 (-I)	23827 (+0)	-15410 (+0)	25037 (-I)
I	I433I (+I)	I8253 (+I)	-I520I (+I)	30588 (+0)
2	-3I350 (+I)	I7648 (+I)	-I5692 (+I)	32520 (+D)
3	64864 (+I)	-I6735 (+2)	I7I85 (+2)	-35277 (+I)
$\pi + N \rightarrow \pi + N + n\pi$; $n > 1$; НУКЛОНЫ				
0	I2489 (+0)	-5I577 (-I)	74864 (-2)	-29880 (-3)
I	I3573 (+I)	-35778 (+0)	32888 (-I)	-75II7 (-3)
2	82338 (+0)	-II690 (+I)	23744 (+0)	-II402 (-I)
3	-I4595 (+I)	I8078 (+I)	-39802 (+0)	I9505 (-I)
$\pi + N \rightarrow \pi + N + n\pi$; $n > 1$; ПИОНЫ				
0	I8470 (+0)	-73932 (-I)	I8907 (-I)	-92984 (-3)
I	I9269 (+I)	272I3 (+0)	-56473 (-I)	25506 (-2)
2	-32979 (+I)	I0600 (+I)	-I6487 (+0)	73052 (-2)
3	36843 (+I)	-23354 (+I)	38426 (+0)	-I7220 (-I)

x/ В скобках указан порядок нормализованного числа; например, 85591 (-1) = $0,85591 \cdot 10^{-1}$, - 13782 (+2) = $-0,13782 \cdot 10^2$ и т.д.

Величина энергии в формулах (5) должна выражаться в Гэв'ах.

Таблица II
 Коэффициенты b_{nk} для неупругих $N - N, N - \pi, \pi - N$
 взаимодействий (система центра масс)^{x/}

$n \backslash k$	0	I	2	3
$N + N \rightarrow 2N + \pi$; НУКЛОНЫ				
0	50278 (+0)	93482 (+0)	-96685 (-I)	-25041 (-I)
I	31442 (+I)	-10590 (+2)	47335 (+I)	-62478 (+0)
2.	-78172 (+I)	29227 (+2)	-14298 (+2)	20282 (+I)
3	81667 (+I)	-34550 (+2)	17685 (+2)	-25895 (+I)
$N + N \rightarrow 2N + \pi$; ПИОНЫ				
0	11965 (+I)	28703 (+0)	-24492 (+0)	37297 (-I)
I	-82889 (+0)	-49065 (+I)	29191 (+I)	-42200 (+0)
2	10426 (+I)	16264 (+2)	-95776 (+I)	13883 (+I)
3	-19090 (+I)	-19904 (+2)	11938 (+2)	-17476 (+I)
$N - N \rightarrow 2N + n\pi$; $n > 1$; НУКЛОНЫ				
0	13508 (+I)	-20086 (+0)	12583 (-I)	-23628 (-3)
I	-43139 (+I)	13641 (+I)	-83492 (-I)	13514 (-2)
2	12291 (+2)	-34030 (+I)	18600 (+0)	-24324 (-2)
3	-15288 (+2)	38559 (+I)	-20043 (+0)	21906 (-2)
$N + N \rightarrow 2N + n\pi$; $n > 1$; ПИОНЫ				
0	12419 (+I)	-24404 (+0)	15693 (-I)	-29386 (-3)
I	-43633 (+I)	13158 (+I)	-82579 (-I)	14060 (-2)
2	13743 (+2)	-35691 (+I)	21427 (+0)	-33835 (-2)
3	-18592 (+2)	43867 (+I)	-25846 (+0)	38664 (-2)
$N + N \rightarrow 2N + n\pi$; $n > 1$; НУКЛОНЫ				
0	63054 (+0)	21801 (+I)	-12886 (+I)	20915 (+0)
I	-37333 (+I)	15163 (+I)	-24570 (+I)	52279 (+0)
2	13464 (+2)	-16380 (+2)	15129 (+2)	-28687 (+I)
3	-18594 (+2)	27944 (+2)	-23295 (+2)	42688 (+I)

$\pi + N \rightarrow N + 2\pi$;		ПИОНЫ			
0	93363 (+0)	17811 (+I)	-15264 (+I)	27128 (+0)	
I	-18181 (+I)	-82927 (+I)	68433 (+I)	-11944 (+I)	
2	55157 (+I)	20607 (+2)	-16067 (+I)	27495 (+I)	
3	-85216 (+I)	-20827 (+2)	16845 (+I)	-29045 (+I)	
$\pi + N \rightarrow \pi + N + n\pi$; $n > 1$;		НУКЛОНЫ			
0	19439 (+I)	-34640 (+0)	27054 (-I)	-66092 (-3)	
I	-46268 (+I)	11093 (+I)	-11638 (+I)	50728 (-2)	
2	97879 (+I)	-19313 (+I)	26969 (+I)	-14995 (-I)	
3	-96074 (+I)	17064 (+I)	-31853 (+I)	19605 (-I)	
$\pi + N \rightarrow \pi + N + n\pi$ $n > 1$;		НУКЛОНЫ			
0	18693 (+I)	-49965 (+0)	46194 (-I)	-13341 (-2)	
I	-55678 (+I)	17874 (+I)	-18536 (+I)	57710 (-2)	
2	14795 (+2)	-41330 (+I)	45315 (+I)	-14554 (-I)	
3	-16903 (+2)	38393 (+I)	-46273 (+I)	15554 (-I)	

^{x/} См. примечание к таблице 1.

Таблица III

Коэффициенты a_{nk} для упругого $N-N$ и $\pi-N$ взаимодействия (система центра масс, T - кинетическая энергия рассеивающейся частицы в лабораторной системе координат) χ

$n \backslash k$	0	I	2	3
$p+p \rightarrow p+p$; $0,46 < T < 2,8$ ГэВ. XX)				
0	27404 (+I)	-75137 (+I)	75479 (+I)	-18369 (+I)
I	-96998 (+I)	44096 (+2)	-39274 (+2)	86911 (+I)
2	10400 (+2)	-74379 (+2)	64835 (+2)	-13060 (+2)
3	23882 (+I)	46038 (+2)	-41609 (+2)	71880 (+I)
$p+p \rightarrow p+p$; $2,8 < T < 10$ ГэВ. +) XXX)				
0	-30853 (+2)	19465 (+2)	-34831 (+I)	18941 (+0)
I	10624 (+3)	-64102 (+2)	12341 (+2)	-67880 (+0)
2	-12939 (+3)	96358 (+2)	-18592 (+2)	10665 (+I)
3	54339 (+2)	-56827 (+2)	12024 (+2)	-72910 (+0)
$p+n \rightarrow p+n$; $T < 0,97$ ГэВ. ++)				
0	10258 (+0)	-49607 (+0)	15437 (+I)	-12021 (+I)
I	-10542 (+I)	11800 (+2)	-33769 (+2)	25336 (+2)
2	11389 (+2)	-90857 (+2)	25192 (+3)	-18658 (+3)
3	-16638 (+2)	16476 (+3)	-45071 (+3)	33254 (+3)
$\pi^+p \rightarrow \pi^+p$; $T < 80$ МэВ.				
0	-38288 (+0)	10381 (+3)	-17882 (+4)	71475 (+4)
I	37587 (+I)	-27282 (+3)	43052 (+4)	-33395 (+4)
2	-65144 (+I)	47759 (+3)	-79314 (+4)	-41392 (+4)
3	67740 (+I)	-51222 (+3)	93471 (+4)	-44364 (+4)
$\pi^+p \rightarrow \pi^+p$; $80 < T < 300$ МэВ.				
0	24991 (+0)	-26994 (+I)	16268 (+2)	-29654 (+2)
I	32028 (+2)	-46045 (+3)	21384 (+4)	-31823 (+4)
2	-11882 (+3)	18959 (+4)	-91262 (+4)	13944 (+5)
3	15099 (+3)	-25190 (+4)	12431 (+5)	-19342 (+5)

$\pi^- + p \rightarrow \pi^- + p$; $0,3 < T < 1,0$ ГэВ.				
0	39025 (+I)	-20619 (+2)	33004 (+2)	-16367 (+2)
I	-91126 (+2)	49170 (+3)	-76684 (+3)	37394 (+3)
2	32373 (+3)	-17155 (+4)	27003 (+4)	-13202 (+4)
3	-40048 (+3)	21143 (+4)	-33525 (+4)	16423 (+4)
$\pi^- + p \rightarrow \pi^- + p$; $1,0 < T < 2,4$ ГэВ. *)				
0	19402 (+2)	-44180 (+2)	31567 (+2)	-68648 (+I)
I	-22446 (+3)	47194 (+3)	-30176 (+3)	60476 (+2)
2	74733 (+3)	-14856 (+4)	90763 (+3)	-17520 (+3)
3	-93570 (+3)	18055 (+4)	-10773 (+4)	20381 (+3)
$\pi^+ + p \rightarrow \pi^+ + p$; $T < 80$ МэВ.				
0	15789 (+0)	-70218 (+I)	13496 (+3)	-82116 (+3)
I	29671 (+I)	-20534 (+3)	48722 (+4)	-32586 (+5)
2	-55251 (+I)	56951 (+3)	-14674 (+5)	10098 (+6)
3	68925 (+I)	-89858 (+3)	23924 (+5)	-16553 (+6)
$\pi^+ + p \rightarrow \pi^+ + p$; $80 < T < 300$ МэВ.				
0	31531 (+0)	-65373 (+I)	46864 (+2)	-96192 (+2)
I	-74981 (+I)	19307 (+3)	-13030 (+4)	26373 (+4)
2	43295 (+2)	-10181 (+4)	67291 (+4)	-12857 (+5)
3	-76360 (+2)	17426 (+4)	-11075 (+5)	20294 (+5)
$\pi^+ + p \rightarrow \pi^+ + p$; $0,3 < T < 1,0$ ГэВ.				
0	-17953 (+2)	91968 (+2)	-13270 (+3)	58598 (+2)
I	10972 (+3)	-51963 (+3)	74112 (+3)	-31874 (+3)
2	-23954 (+3)	11266 (+4)	-16000 (+4)	67751 (+3)
3	22826 (+3)	-10740 (+4)	15249 (+4)	-64011 (+3)
$\pi^+ + p \rightarrow \pi^+ + p$; $1,0 < T < 2,4$ ГэВ. *)				
0	42169 (+0)	-35198 (+I)	36373 (+I)	-78041 (+0)
I	14705 (+3)	-26019 (+3)	15592 (+3)	-30563 (+2)
2	-65335 (+3)	12250 (+4)	-75201 (+3)	14795 (+3)
3	91507 (+3)	-17481 (+4)	10796 (+4)	-31250 (+3)

$\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n$; $T < 80$ МэВ.				
0	I4988 (+0)	-59558 (+I)	I2875 (+3)	-85I6I (+3)
I	28753 (+I)	-I6203 (+3)	3I402 (+4)	-I8780 (+5)
2	-53078 (+I)	43079 (+3)	-79I89 (+4)	44607 (+5)
3	62233 (+I)	-62548 (+3)	I0983 (+5)	-58790 (+5)
$\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n$; $80 < T < 300$ МэВ. +++)				
0	53689 (+0)	-I0550 (+2)	6962I (+2)	-I3865 (+3)
I	-I32I6 (+2)	29629 (+3)	-I9245 (+4)	3928I (+4)
2	8I0II (+2)	-I6957 (+4)	I0620 (+5)	-20293 (+5)
3	-I428E (+3)	28935 (+4)	-I7468 (+5)	32058 (+5)

x/ См. примечание к таблице I.

Коэффициенты для упругих процессов $n + n$, $\pi^+ + n$, $\pi^0 + n$ (p) и рассеяния с перезарядкой $\pi^0 + n \rightarrow \pi^- + p$ получим из соображений зарядовой симметрии.

xx/ При меньших энергиях угловое распределение можно считать приблизительно изотропным. Отклонения от изотропии в области углов $\theta = 0$ и $\theta = \pi$, обусловленные кулоновскими эффектами, слабо сказываются на результатах каскадных расчётов.

Следует иметь в виду, что в случае симметричной системы $p + p$ приведенные значения коэффициентов a_{nk} относятся лишь к интервалу $0 \leq \cos \theta \leq 1$. В формуле (1) в этом случае следует использовать функцию $W_\theta(z)$, а не $W_\theta(2z-1)$ и вместо формулы (3) соответственно выражение

$$\cos \theta = \xi^{1/2} \left\{ \sum_{n=0}^N a_n \xi^n + \left(1 - \sum_{n=0}^N a_n \right) \xi^{N+1} \right\}.$$

xxx/ Коэффициенты a_{nk} в этой энергетической области относятся к значениям $0,5 \leq \cos \theta \leq 1$. Таким образом, вместо формулы (3) следует воспользоваться выражением

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

+/ При больших энергиях следует положить

$$W(\cos \theta) = \alpha \frac{-\beta}{c} |t|,$$

где t - квадрат передаваемого четырехмерного импульса, α - нормировочный множитель; постоянные β для $N = N$ и $\pi - N$ рассеяния равны соответственно 8,7 и 7,5 (ГэВ/с)⁻².

++/ При больших энергиях угловые распределения можно выбрать такими же, как и для $p - p$ рассеяния.

+++/ В области больших энергий угловое распределение совпадает с угловым распределением упругого $\pi^- - p$ рассеяния.

Таблица IV
 Коэффициенты C_k разложения максимального импульса
 частиц для неупругих $\pi-N$ и $N-N$ взаимодействий (система
 центра масс)^{x/}

	$\pi + N \rightarrow N + 2\pi$		$\pi + N \rightarrow \pi + N + n\pi; n > 1$	
	ПИОНЫ	НУКЛОНЫ	ПИОНЫ	НУКЛОНЫ
C_1	13032 (+0)	92852 (-I)	18024 (+0)	14909 (+0)
C_2	40709 (+0)	53886 (+0)	33022 (+0)	38502 (+0)
C_3	-28782 (-I)	-54493 (-I)	-94491 (-2)	-12775 (-I)
	$N + N \rightarrow 2N + \pi$		$N + N \rightarrow 2N + n\pi; n > 1$	
	ПИОНЫ	НУКЛОНЫ	ПИОНЫ	НУКЛОНЫ
C_1	15376 (+0)	14509 (+0)	83810 (+0)	62959 (+0)
C_2	27436 (+0)	46520 (+0)	86137 (-2)	17866 (+0)
C_3	-14604 (-I)	-33005 (-I)	32946 (-2)	-26216 (-2)

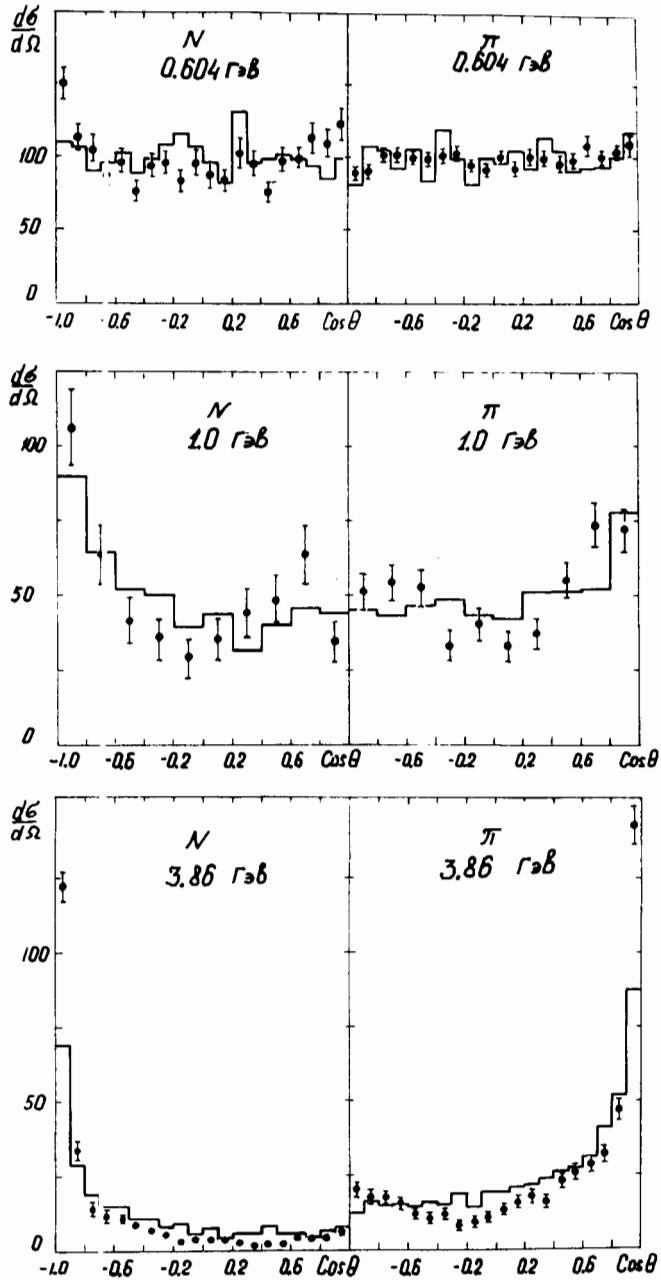
^{x/} См. примечание к таблице I.

Таблица V
 Распределение неупругих $p-r$ взаимодействий по числу рождающихся
 заряженных частиц n_{\pm} (в %)

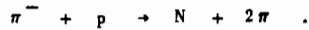
Γ , Гэв	n_{\pm}	\bar{z}	\bar{z}	\bar{z}	\bar{c}	\bar{g}	10	12
2	Теор.	$88,4 \pm 3,0$	$11,6 \pm 1,1$					
	Эксп. [19,20]	$88,9 \pm 1,7$	$11,1 \pm 0,6$					
9	Теор.	$32,0 \pm 1,8$	$47,8 \pm 2,2$	$18,6 \pm 1,4$	$1,6 \pm 0,4$			
	Эксп. [39]	$44,8 \pm 4,2$	$42,2 \pm 4,1$	$10,6 \pm 2,1$	$2,4 \pm 0,6$			
14	Теор.	$25,6 \pm 1,6$	$50,8 \pm 2,3$	$21,2 \pm 1,4$	$2,4 \pm 0,5$	0		
	Эксп. [40]	$33,3 \pm 4,6$	$42,8 \pm 5,2$	$20,8 \pm 3,6$	$2,5 \pm 1,3$	$0,6 \pm 0,6$		
27	Теор.	$14,4 \pm 1,2$	$35,2 \pm 1,9$	$33,6 \pm 1,8$	$14,0 \pm 1,2$	$2,8 \pm 0,5$		0
	Эксп. [22]	$19,8 \pm 2,9$	$33,9 \pm 3,4$	$28,1 \pm 3,2$	$13,0 \pm 2,4$	$4,0 \pm 2,0$		$1,0 \pm 0,7$

Таблица VI
 Распределение неупругих n^- - P взаимодействий по числу рождающихся
 заряженных частиц n^+ (в%)

$T, \Gamma_{эв.}$	n^+	2	4	6	8	10
3,86	Теор.	60,2 ± 2,5	37,4 ± 1,9	2,4 ± 1,5		
	Эксп. [13, 14]	63,8 ± 0,9	23,5 ± 0,5	12,7 ± 1,0		
7	Теор.	31,1 ± 1,8	46,7 ± 2,1	19,6 ± 1,4	2,6 ± 0,5	
	Эксп. [41]	36,6 ± 2,1	49,3 ± 1,9	13,2 ± 2,5	0,8 ± 1,0	
16	Теор.	26,4 ± 1,6	46,4 ± 2,1	22,7 ± 1,5	4,6 ± 0,7	
	Эксп. [16]	25,5 ± 4,0	46,1 ± 7,3	22,1 ± 4,3	6,3 ± 1,8	
17	Теор.	25,8 ± 1,8	46,5 ± 2,2	23,0 ± 1,5	3,9 ± 0,6	0,8 ± 0,3
	Эксп. [42]	41,5 ± 4,2	44,0 ± 3,4	14,0 ± 2,0		



ис. 1. Угловые распределения частиц в трехчастичных реакциях



Экспериментальные точки взяты из работ /11-13/.

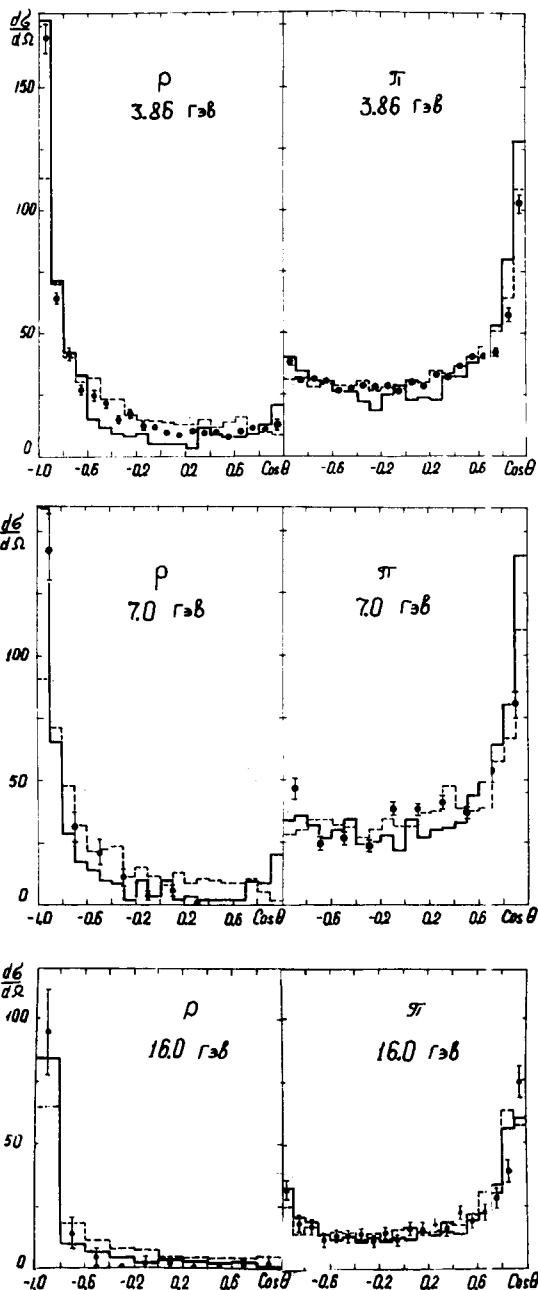


Рис. 2. Угловые распределения частиц в реакциях

$$\pi^- + p \rightarrow N + n\pi, \quad (n > 2).$$

Экспериментальные точки взяты из работ /13-17, 77/. Пунктиром
 показаны распределения, вычисленные без дополнительной бра-
 ковки событий по p_{\perp} (см. § 4).

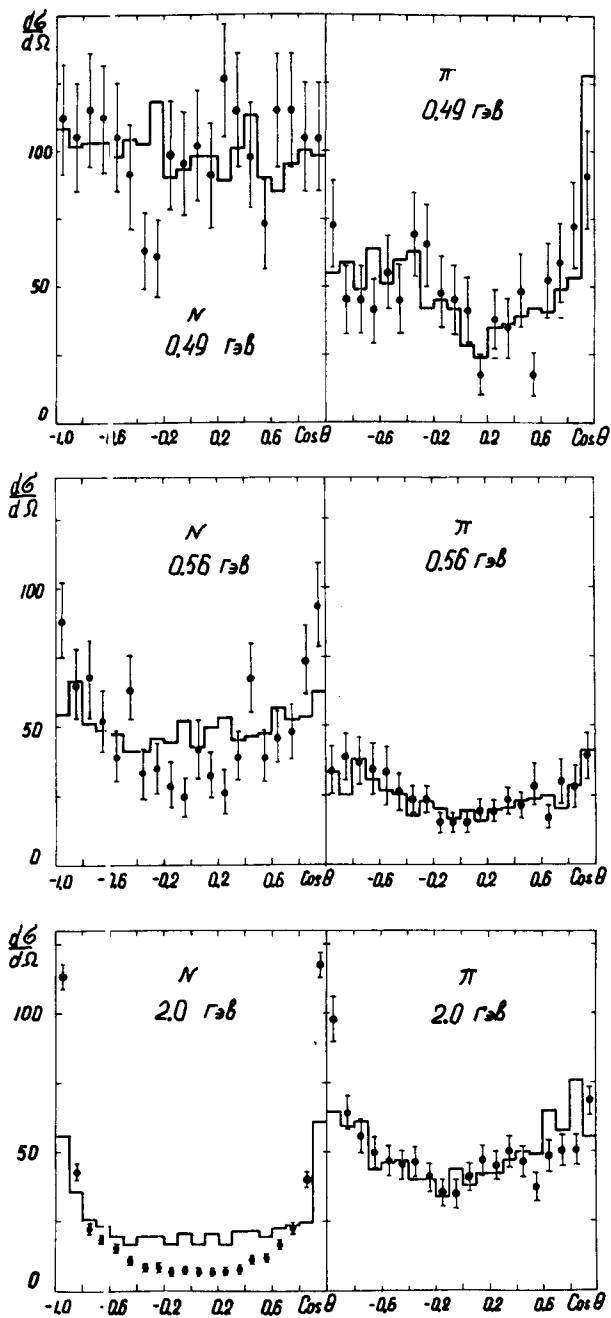


Рис. 3. Угловые распределения частиц в трехчастичных реакциях $N + N \rightarrow 2N + \pi$. Экспериментальные точки взяты из работ /18-20/.

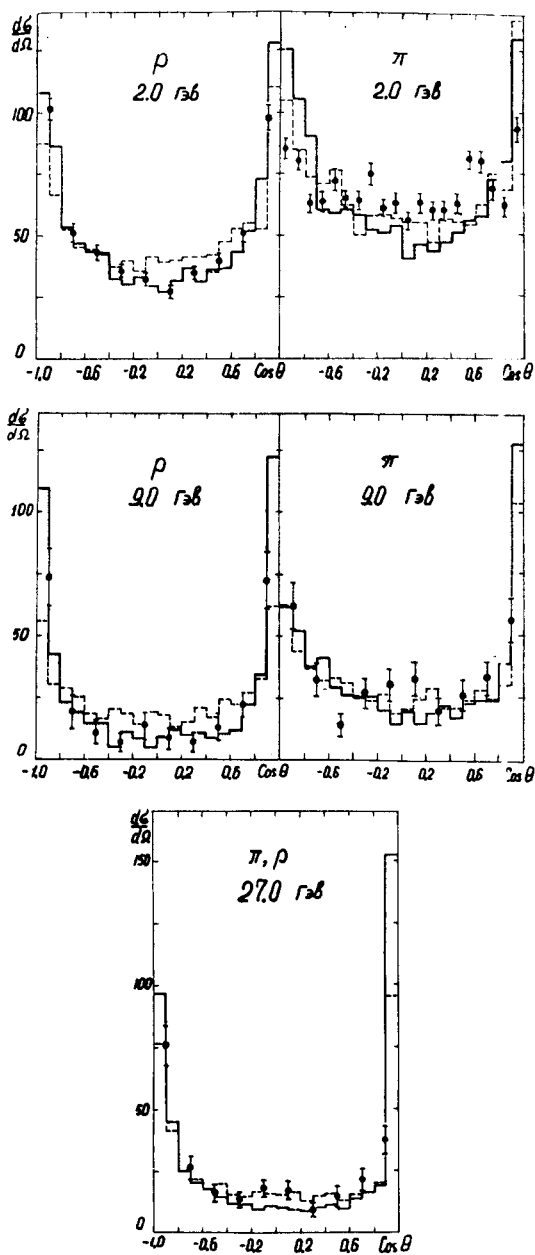


Рис. 4. Угловые распределения частиц в реакциях $N + N \rightarrow 2N + \pi$, ρ , $\nu > 1$. Экспериментальные точки взяты из работ /17,21,22/. Пунктиром показаны распределения, вычисленные без дополнительной браковки событий по p_{\perp} (см. §4).

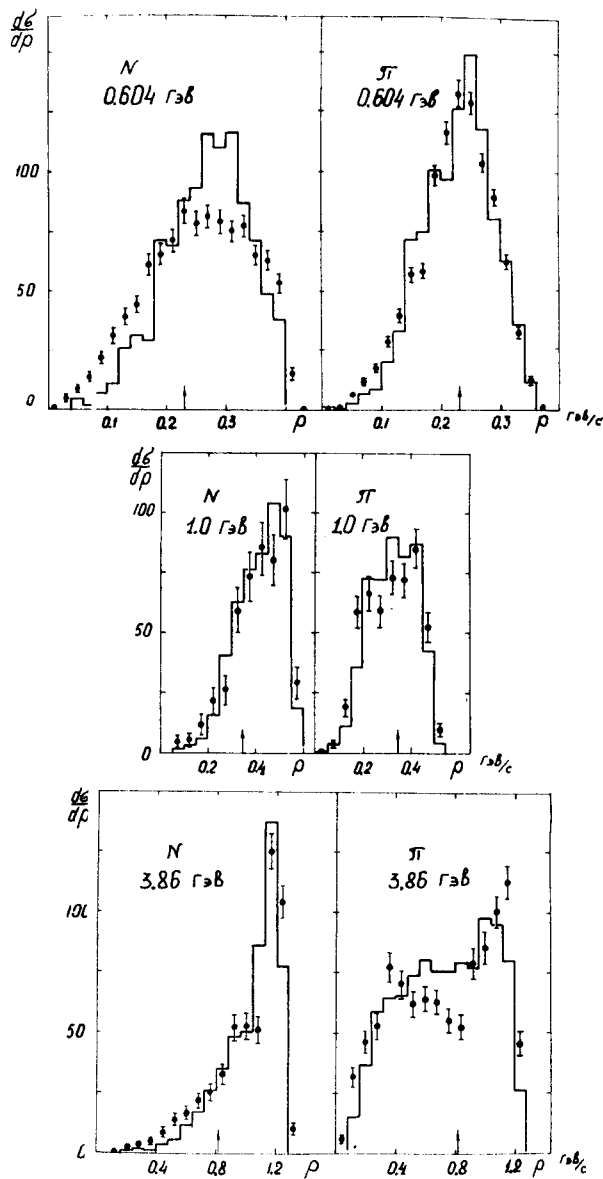


Рис. 5. Импульсные спектры частиц, рождающихся в трехчастичных реакциях: $\pi^- + p \rightarrow N + 2\pi$. Экспериментальные точки взяты из работ [11-13]. Стрелками отмечены значения импульсов, использованные в работе Метрополиса и др.

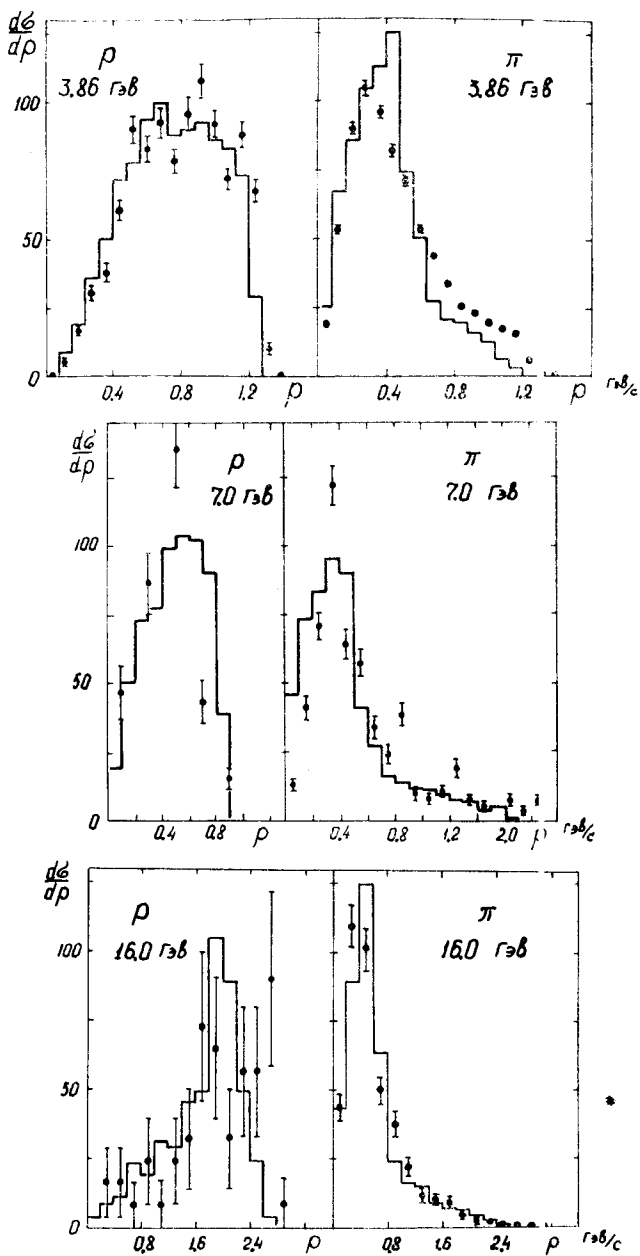


Рис. 6. Импульсные спектры частиц в реакциях $\pi^- + p \rightarrow N + n\pi$, $n > 2$.
 Экспериментальные точки взяты из работ [13-16].

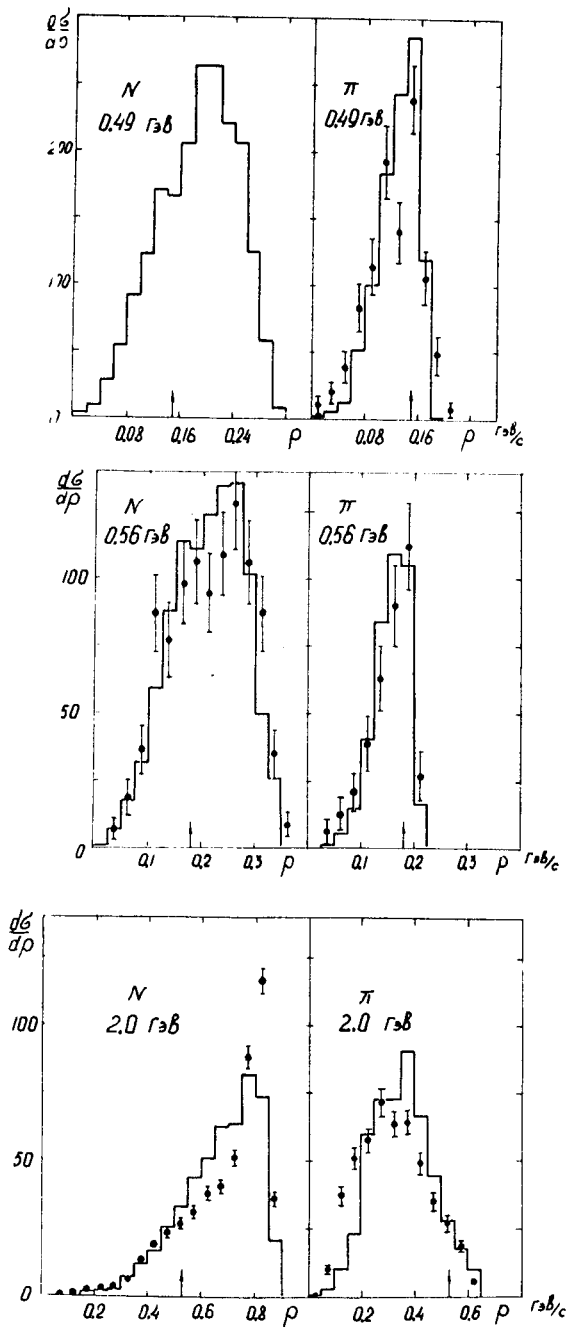


Рис. 7. Импульсные спектры частиц, рождающихся в трехчастичных реакциях $N + N \rightarrow 2N + \pi$. Экспериментальные точки взяты из работ [1]. Стрелками отмечены значения импульсов, использованные в работе Метрополиса и др. [1].

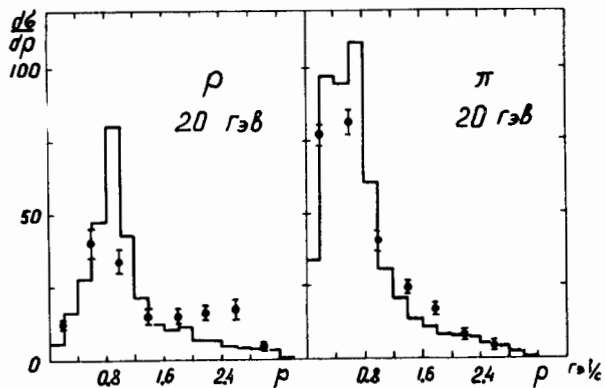
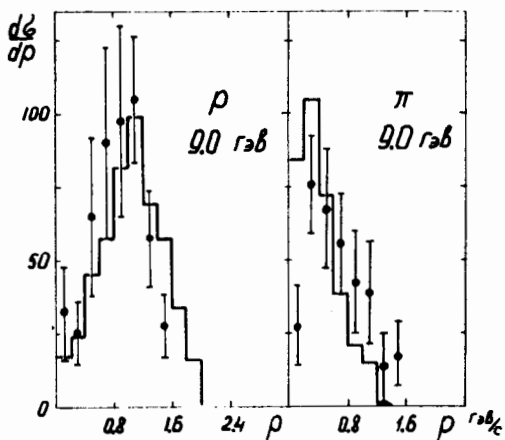
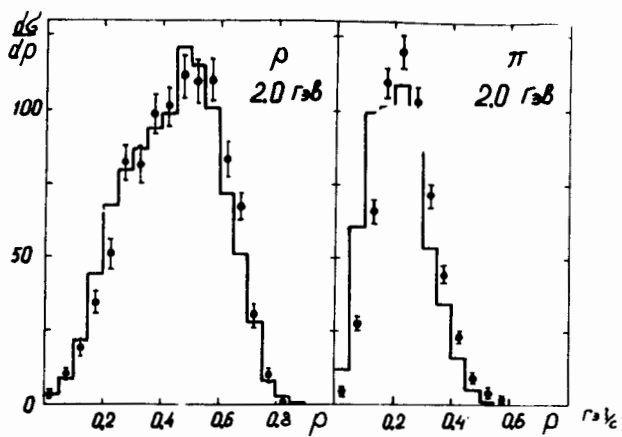


Рис. 8. Импульсные спектры частиц s в реакциях $N_1 + N_2 + 2N + n\pi$, $n > 1$.
Экспериментальные точки взяты из работ [21, 23, 24].

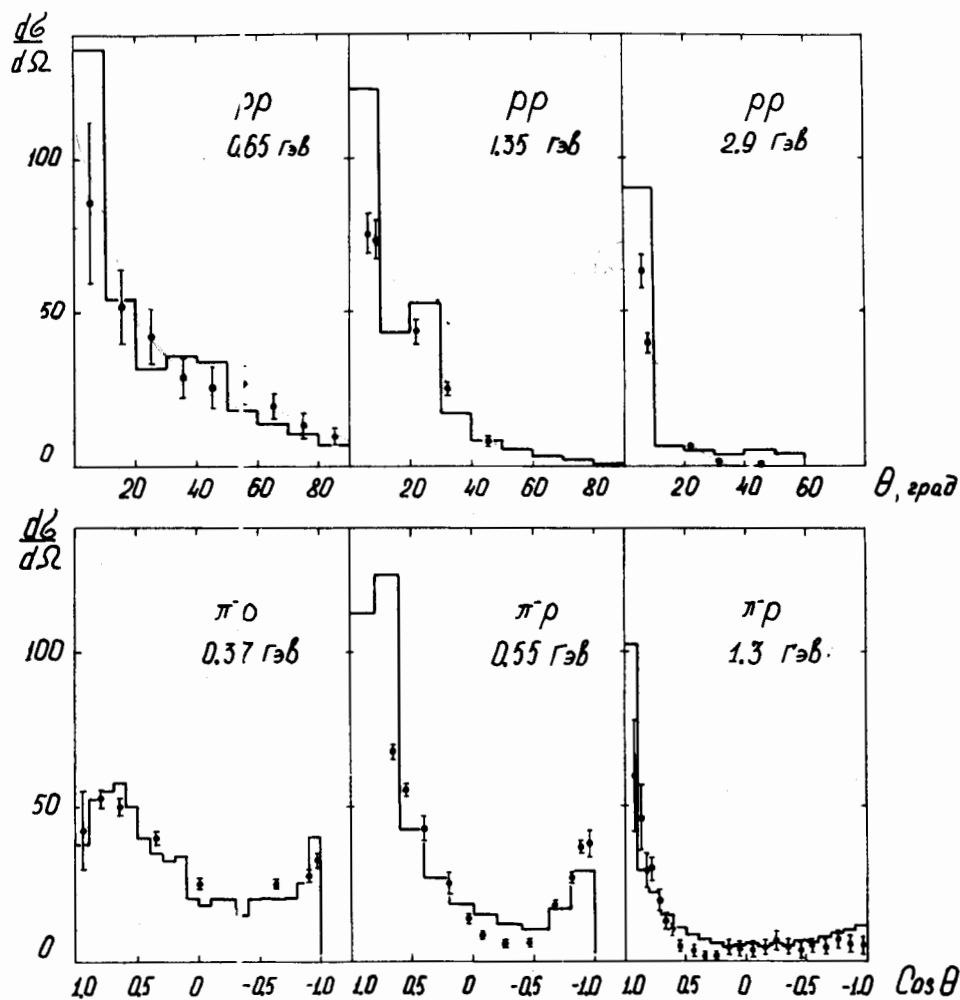


Рис. 9. Угловые распределения упруго рассеянных частиц. Экспериментальные точки взяты из работ [28-31].

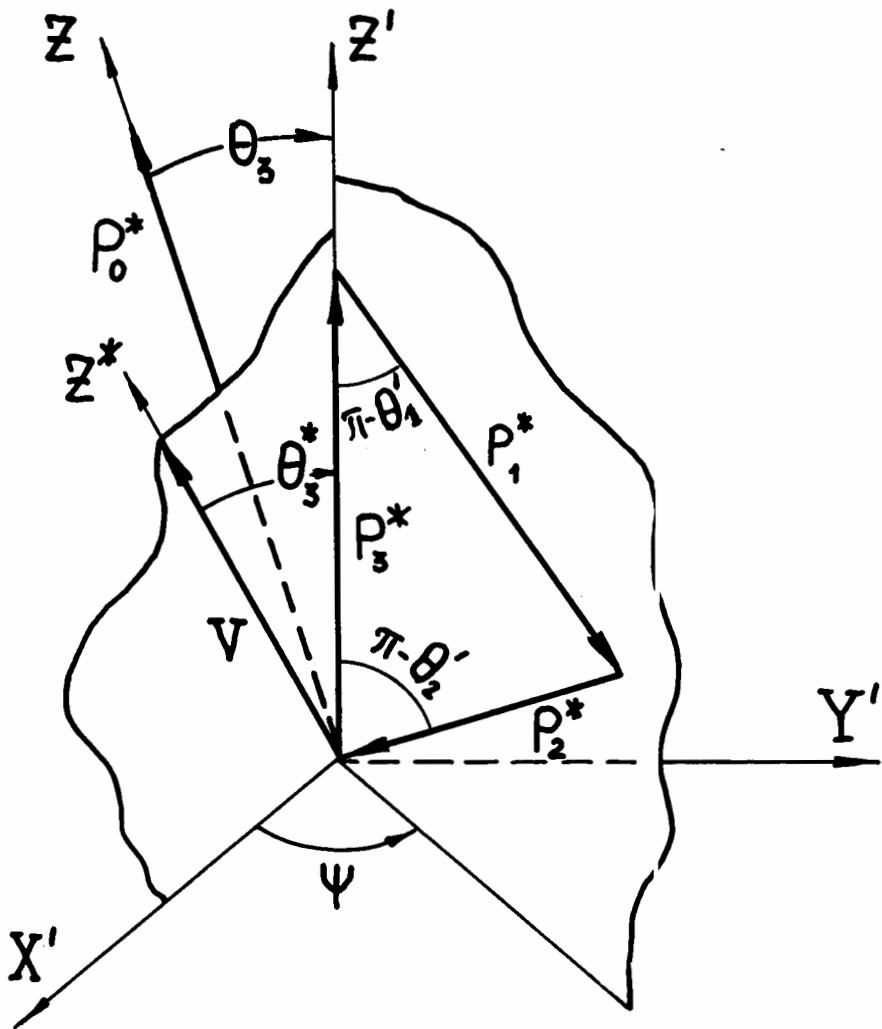


Рис. 10. Кинематика трехчастичной реакции. Векторы \vec{p}_1^* , \vec{p}_2^* и \vec{p}_3^* , образующие замкнутый треугольник, расположены в одной плоскости, положение которой определяется углом Ψ . Длины векторов во всех трех системах одинаковы: $p_1 = p_1^* = p_1'$.

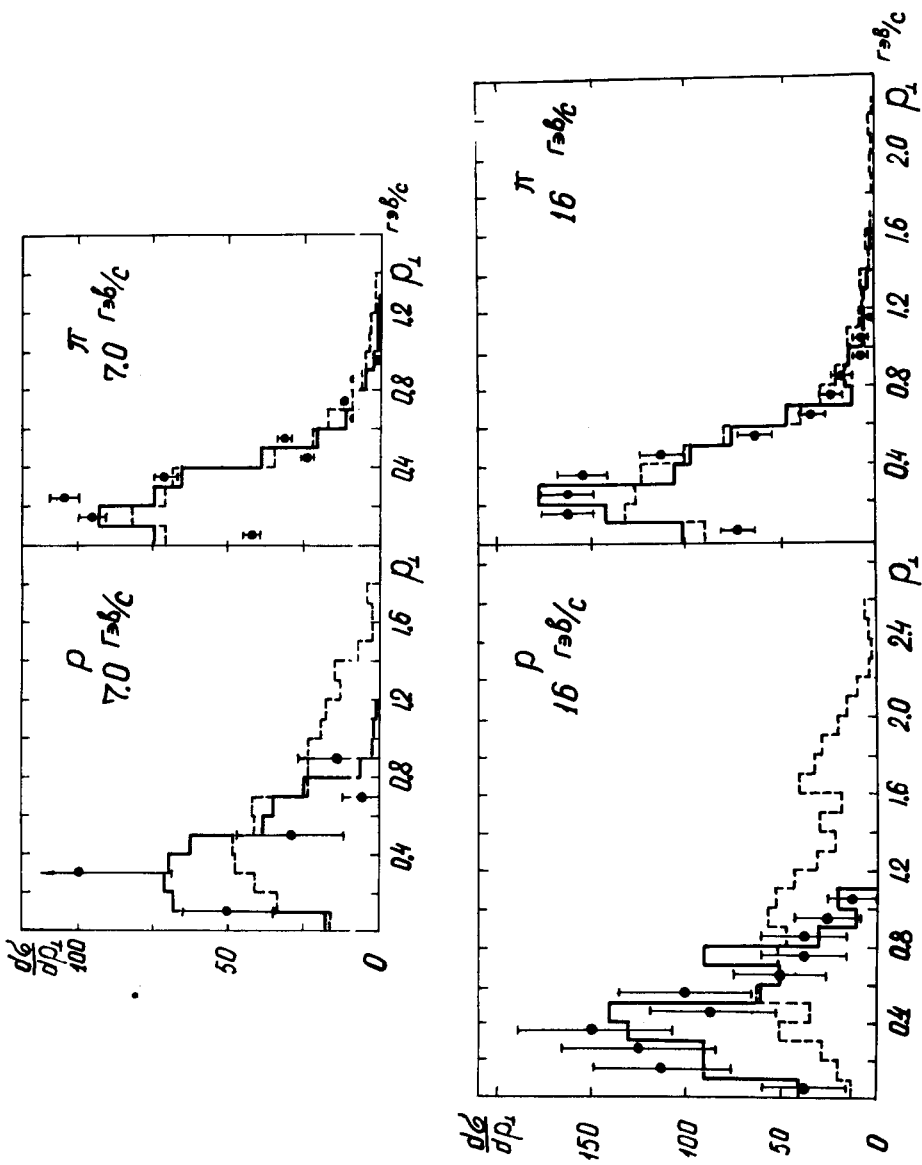


Рис. 11. Распределения по поперечному импульсу частиц, образующихся в неупругих π^- - p взаимодействиях при 7 и 16 Гэв/с. Экспериментальные данные взяты из работ /27,32,33/. Пунктир - распределение, вычисленное без браковки событий по ρ_{\perp} .

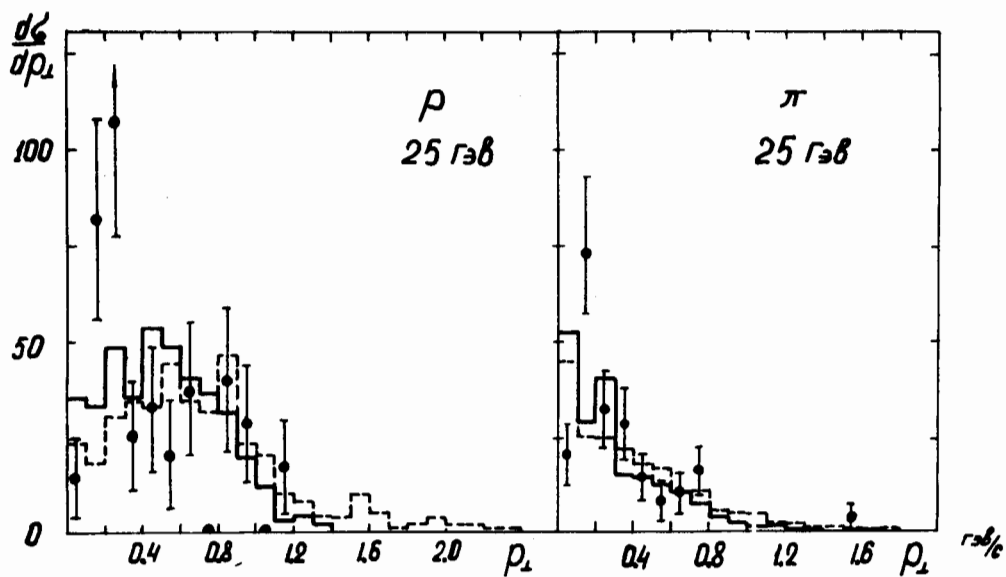
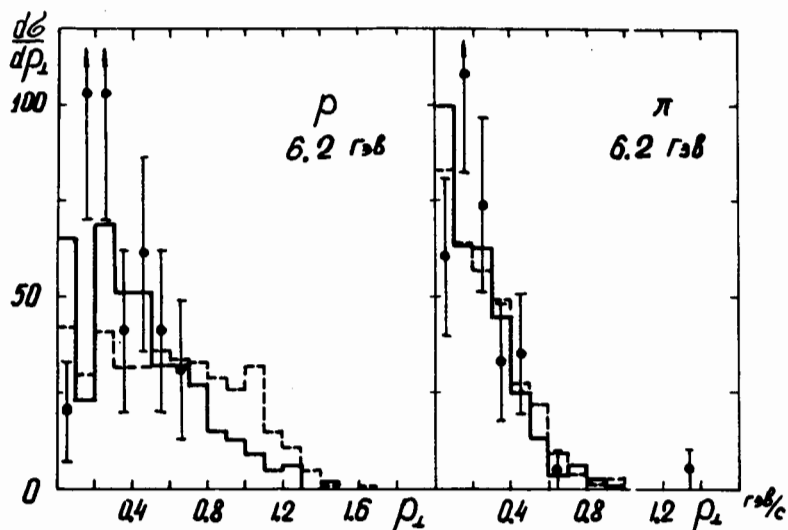


Рис. 12. Распределения по поперечному импульсу частиц, образующихся в неупругих $p-p$ взаимодействиях при 6,2 и 25 ГэВ. Экспериментальные данные взяты из работ /34-35/. Пунктир - распределение, вычисленное без браковки событий по p_{\perp} .

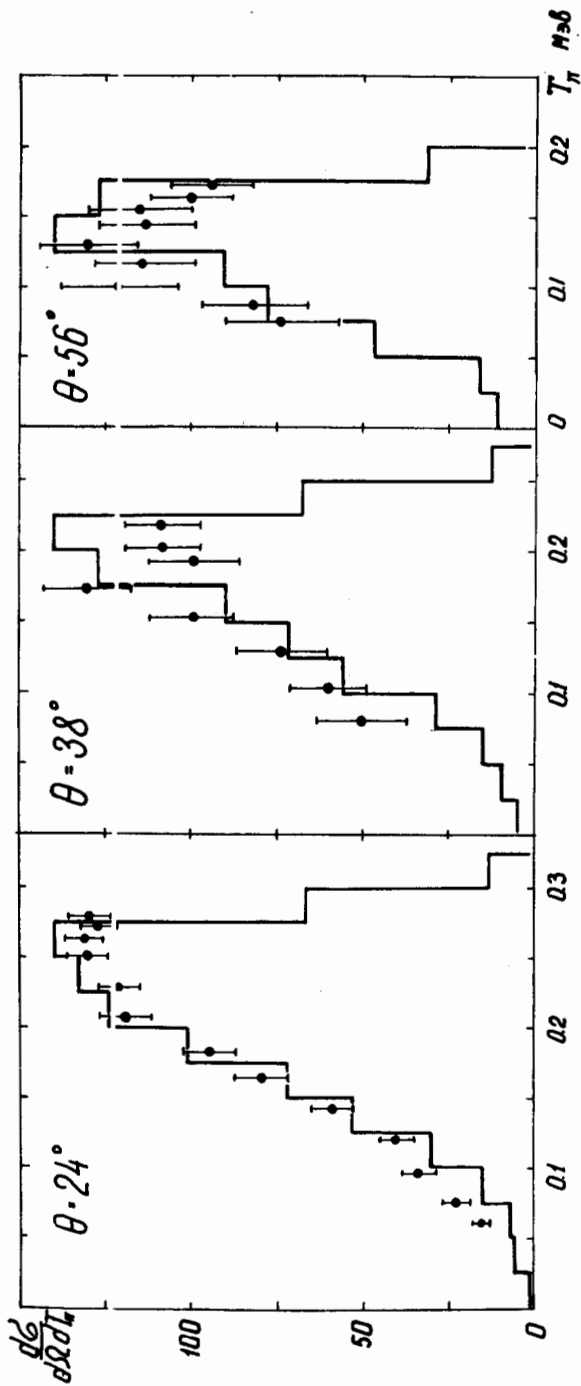


Рис. 13. Энергетические спектры заряженных мезонов под углом θ в реакции $p + p \rightarrow 2N + \pi$ при $T = 0,67$ Гэв. Экспериментальные точки взяты из работ/36,37/.

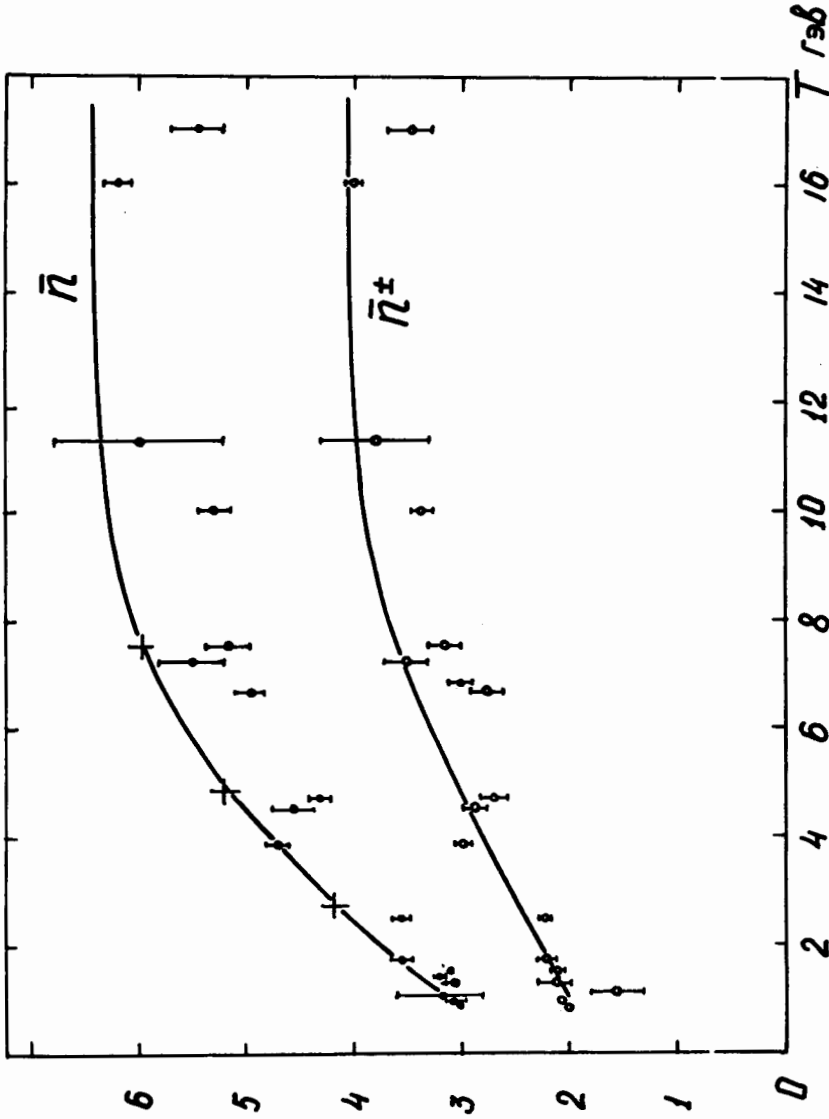


Рис. 14. Среднее число заряженных частиц \bar{n}^{\pm} и полное число заряженных и нейтральных частиц \bar{n} , образующихся в неупругих $\pi^+ - p$ взаимодействиях при различных энергиях первичного π^+ -мезона. Экспериментальные точки взяты из обзора/25/. Крестиками нанесены значения \bar{n} , вычисленные с помощью унитарно-симметричной статистической теории множественного рождения частиц/38/.

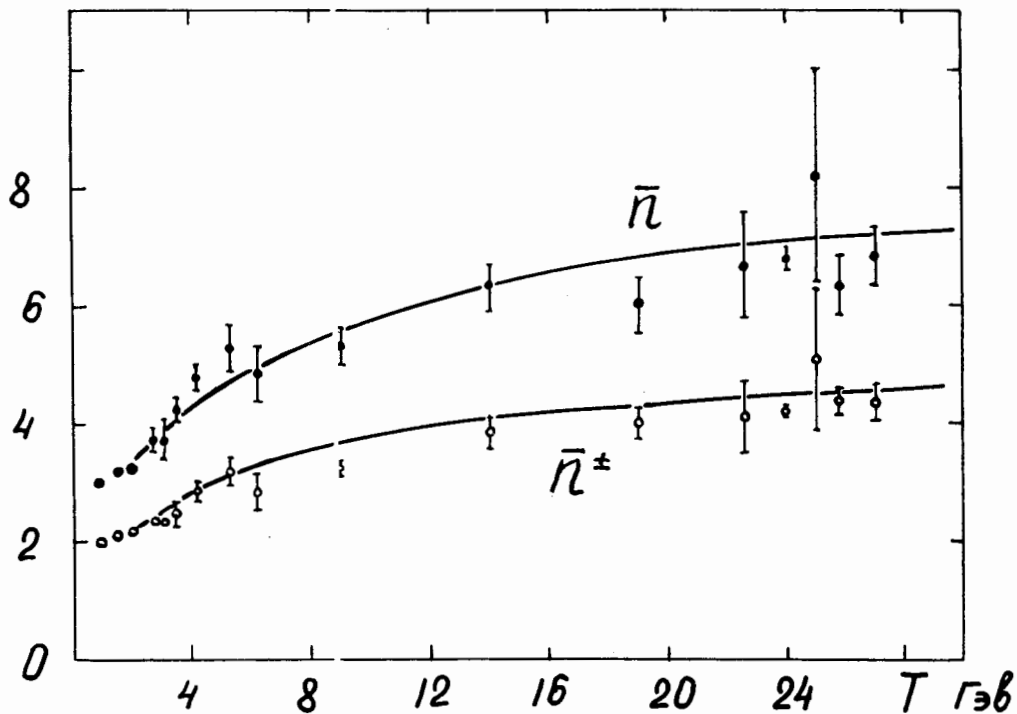


Рис. 15. Среднее число заряженных \bar{n}^{\pm} и полное число заряженных и нейтральных частиц \bar{n} , образующихся в неупругих $p-p$ столкновениях при различных энергиях первичного протона. Экспериментальные точки взяты из обзора/25/.