

С 385.0
3-635

23

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна



P2 - 3358

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

Г.М. Зиновьев

ИМПУЛЬСНЫЕ И УГЛОВЫЕ СПЕКТРЫ ЧАСТИЦ,
РОЖДЕННЫХ В ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ
PP-СТОЛКНОВЕНИЯХ

1967.

P2 - 3358

5204/2 мр.

Г.М. Зиновьев

ИМПУЛЬСНЫЕ И УГЛОВЫЕ СПЕКТРЫ ЧАСТИЦ,
РОЖДЕННЫХ В ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ
PP-СТОЛКНОВЕНИЯХ

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
БНБ. БИОТЕКА

Импульсные и угловые распределения вторичных частиц, образующихся в неупругих взаимодействиях, являются очень важными характеристиками процессов множественного образования частиц, изучение их представляет большой интерес особенно в связи с проектированием каналов вторичных частиц на сооружаемых в настоящее время больших ускорителях. Среди многочисленных попыток ^{/1-5/} найти аналитическое выражение для импульсного спектра вторичных частиц большинство сводится к экстраполяции на область более высоких энергий известных эмпирических зависимостей. И хотя, как известно, все модели, используемые в настоящее время для описания процессов множественного образования частиц, дают удовлетворительные результаты только для отдельных характеристик процессов, тем не менее, последовательно используя эти модели для расчетов импульсных и угловых распределений вторичных частиц, можно надеяться получить данные, которые будут, по-видимому, достаточно хорошим "первым приближением" к будущим экспериментальным результатам. Подобные надежды основаны прежде всего на том, что результаты, получаемые в рамках различных моделей, довольно хорошо согласуются с рядом наиболее общих, достоверно установленных экспериментальных фактов о поведении средних характеристик процессов множественного образования частиц в широком интервале энергий ^{/6/}.

Расчеты импульсных и угловых спектров вторичных частиц, возникающих в результате неупругих протон-протонных столкновений при кинетической энергии налетающего протона $T = 40$ Гэв, $T = 60$ Гэв и $T = 80$ Гэв были проведены в рамках статистической модели множественного рождения частиц, учитывающей взаимодействие частиц в конечном состоянии путем добавления каналов, с изобарой $N^*(I = 3/2, J = 3/2, m = 1236 \text{ Мэв})$ ^{/7/}. При этом в качестве возможных каналов неупругой реакции, приводящих к образованию

n частиц в конечном состоянии, рассматривались такие каналы:

$$N + N + (n-2)\pi,$$

$$N^* + N + (n-3)\pi,$$

$$N^* + N^* + (n-4)\pi,$$

$$N^* + N + N + \bar{N} + (n-5)\pi,$$

$$N + N + N + \bar{N} + (n-4)\pi,$$

$$N^* + N^* + N + \bar{N} + (n-6)\pi,$$

$$N^* + N^* + N^* + \bar{N} + (n-7)\pi,$$

$$N^* + N^* + N^* + \bar{N}^* + (n-8)\pi,$$

т.е. мы пренебрегли возможностью рождения странных частиц, мезонных и высших πN -резонансов и пренебрегли вкладами от каналов с большим числом нуклон-антинуклонных пар, основываясь на известном факте, что среди всех вторичных частиц высокоэнергетических неупругих столкновений частицы с массой $m > m_\pi$ (m_π - масса π -мезона) составляют $\approx 20\%$.

При таком рассмотрении задача нахождения полного импульсного спектра вторичных частиц какого-либо сорта (пионов, нуклонов и антинуклонов), состоящего из спектра частиц, образующихся непосредственно после столкновения, и спектра частиц, образующихся в результате распада изобар, сводится в основном к умению вычислять фазово-пространственный фактор, когда полный импульс системы не равен нулю. Из множества существующих в настоящее время методов вычисления фазово-пространственных интегралов для проведения данных расчетов был выбран метод, предложенный Фиалхо^{/8/}.

На рис. 1-15 приведены импульсные спектры под заданными углами, интегральные импульсные спектры, а также угловые спектры вторичных π -мезонов, нуклонов и антинуклонов, вычисленные для случая протон-протонного взаимодействия при энергиях $T = 40$ Гэв, $T = 60$ Гэв и $T = 80$ Гэв. Провести детальное сравнение полученных результатов с экспериментом в настоящее время не представляется возможным, т.к. аналогичные характеристики процесса неупругого pp -взаимодействия на эксперименте известны пока только до энергии $T = 30$ Гэв^{/9/}. Однако можно попытаться выяснить, удовлетворяют ли полученные результаты некоторым хорошо установленным зависимостям для средних величин, о которых упоминалось выше. Рассмотрение можно провести сначала для

спектров, вычисленных в системе центра масс, что позволит исключить некоторые несущественные эффекты, имеющие чисто кинематическое происхождение.

Используя известные формулы^{/10/} для перевода импульсного спектра в энергетический и вычисления средней кинетической энергии \bar{T} , мы вычислили \bar{T} для вторичных π -мезонов, нуклонов и антинуклонов, образующихся в результате неупругого протон-протонного столкновения. Результаты этих вычислений приведены в таблице.

Т а б л и ц а

Средние кинетические энергии вторичных частиц неупругого столкновения (в Гэв)

Сорт частиц	T, Гэв	π -мезоны	Нуклоны	Антинуклоны
40	↓	0,722	0,741	0,684
60		0,782	0,817	0,721
80		0,806	0,843	0,760

Приведенные в таблице результаты, вообще говоря, согласуются с выводом о том, что средние кинетические энергии для различных сортов вторичных частиц приблизительно одинаковы^{/10/}. Однако во многих случаях равенство кинетических энергий рождающихся частиц в экспериментах является весьма приближенным. Так, несмотря на большие ошибки измерений, кинетическая энергия нуклонов (это особенно заметно в экспериментах по нуклон-нуклонным взаимодействиям) оказывается заметно больше кинетической энергии π -мезонов. Подчеркнем еще раз, что слабая зависимость \bar{T} от сорта рождающихся частиц имеет место только в системе центра масс. При переходе к лабораторной системе эта зависимость становится очень заметной.

Из приведенных в таблице результатов видно также, что с ростом энергии сталкивающихся частиц средняя кинетическая энергия вторичных частиц медленно возрастает, следуя известной эмпирической зависимости

$$\bar{T} \approx T^{1/4}$$

Однако зависимость эта не является строгой, т.к. ошибки измерений еще очень велики, то практически можно говорить о том, что \bar{T} не возрастает быстрее, чем $T^{1/4}$, а не о точной зависимости такого вида.

Результаты наших вычислений импульсных спектров довольно хорошо согла-

суются также с известным фактом, что величина наиболее вероятной (пиковой) кинетической энергии рождающихся частиц остается практически постоянной и равной $T_p \approx (2-3) \pi \text{ с}^2$ в очень большом интервале энергий ^{/10/}. Возрастание же средней энергии \bar{T} происходит в основном лишь за счет относительного увеличения площади высокоэнергетической части ("хвоста") спектра.

Из приведенных на рис. 13-15 угловых распределений π -мезонов, нуклонов и антинуклонов видно, что в лабораторной системе координат частицы, рождающиеся в неупругих высокоэнергетических столкновениях, вылетают в основном под малыми углами к направлению движения первичной частицы. С ростом энергии угловое распределение концентрируется в области все меньших и меньших углов. Что касается углового распределения в системе центра масс, то, как известно, в статистической модели оно считается изотропным, хотя из экспериментальных данных известно, что в большинстве случаев частицы разлетаются анизотропно.

Используя выражения, полученные в ^{/1/}, и различные эмпирические зависимости, описывающие спектры частиц в достаточно широкой области углов ^{/2,3/}, можно получить импульсные распределения вторичных частиц под различными углами при энергиях, пока еще недоступных на существующих ускорителях. Сравнение спектров, полученных таким путем, с результатами наших расчетов по статистической теории показывает, что дифференциальные спектры π -мезонов при энергиях $T \approx 80$ Гэв в pp -взаимодействии имеют сходное поведение в области углов, больших $\theta = 2^\circ - 3^\circ$. Некоторое различие в поведении спектров наблюдается в области угла $\theta = 0^\circ$ в той их части, где кривые имеют максимум (спектры π -мезонов, полученные из статистической модели, оказываются более мягкими). Отметим, однако, что все существующие эмпирические зависимости для импульсных распределений не претендуют на правильность описания экспериментальных результатов в области угла $\theta = 0^\circ$. Сравнение импульсных спектров для нуклонов и антинуклонов дает подобные же результаты, однако о сравнении спектров для антинуклонов можно говорить чисто условно, поскольку измеренные на эксперименте в области $T \approx 30$ Гэв спектры антинуклонов и странных частиц обладают очень низкой точностью, поэтому, естественно, их экстраполяция на область более высоких энергий очень неоднозначна.

В заключение еще раз отметим, что хотя приближение, использованное для получения спектров является довольно грубым, полученные результаты можно все

же использовать для оценок различных средних величин, характеризующих процессы множественного образования частиц.

Импульсные спектры вторичных частиц неупругих высокоэнергетических столкновений, хорошо согласующиеся с экспериментом в области энергий до 30 Гэв, были получены недавно на основе двухтемпературной статистической модели в ^{/11/}, а также на основе термодинамической модели различных частиц вплоть до энергий ≈ 300 Гэв в ^{/12/}.

В заключение мне хотелось бы поблагодарить В.С. Барашенкова за постановку задачи и внимание, С.Б. Нурушева и всех сотрудников его лаборатории из ИФВЭ (г. Серпухов) за весьма детальное обсуждение и ценные критические замечания, а также В.М. Мальцева за обсуждения и А.М. Газетову за помощь при проведении численных расчетов.

Л и т е р а т у р а

1. G.Cocconi, L.J.Koester, D.H.Perkins. UCRL 10022, 167 (1962).
2. G. von Dardel. NP/Int. Rep., 62-17 (1962).
3. A.Krish. Phys.Rev., 135, B 1456 (1964).
4. G.Trilling. VCID 10148 (1966).
5. D.Keefe, G.Mealy, G.Trilling. VCID 10149 (1966).
6. V.S.Barashenkov, V.M.Maltsev, J.Patera, V.D.Toneev. Fortsch. der Phys., 14, 357 (1966).
7. С.З. Беленький, В.М. Максименко, А.И. Никишов, И.Л. Розенталь. УФН, 62, 1 (1957).
8. G.E.A.Fialho. Phys.Rev., 105, 328 (1957).
9. W.T.Baker, R.L.Cool, E.W.Jenkins et al., Phys.Rev. Lett., 7, 101(1961); E.W.Anderson, E.J.Bleser, G.B.Collins et al. Stony Brook Conference (1966).
10. В.С. Барашенков, В.М. Мальцев. Препринт ОИЯИ, P-2784, Дубна, 1966.
11. J.R. Wayland, T.Bowen. Nuovo Cimento, 48, 663 (1967).
12. R.Hagedorn, J.Ranf. Préprint CERN, 66/1255/5-TH, 715.

Рукопись поступила в издательский отдел
25 мая 1967 г.

$$\frac{d^2W}{dP dQ} \cdot 1/\Gamma^2 B/c, Sr, \text{ протон}$$

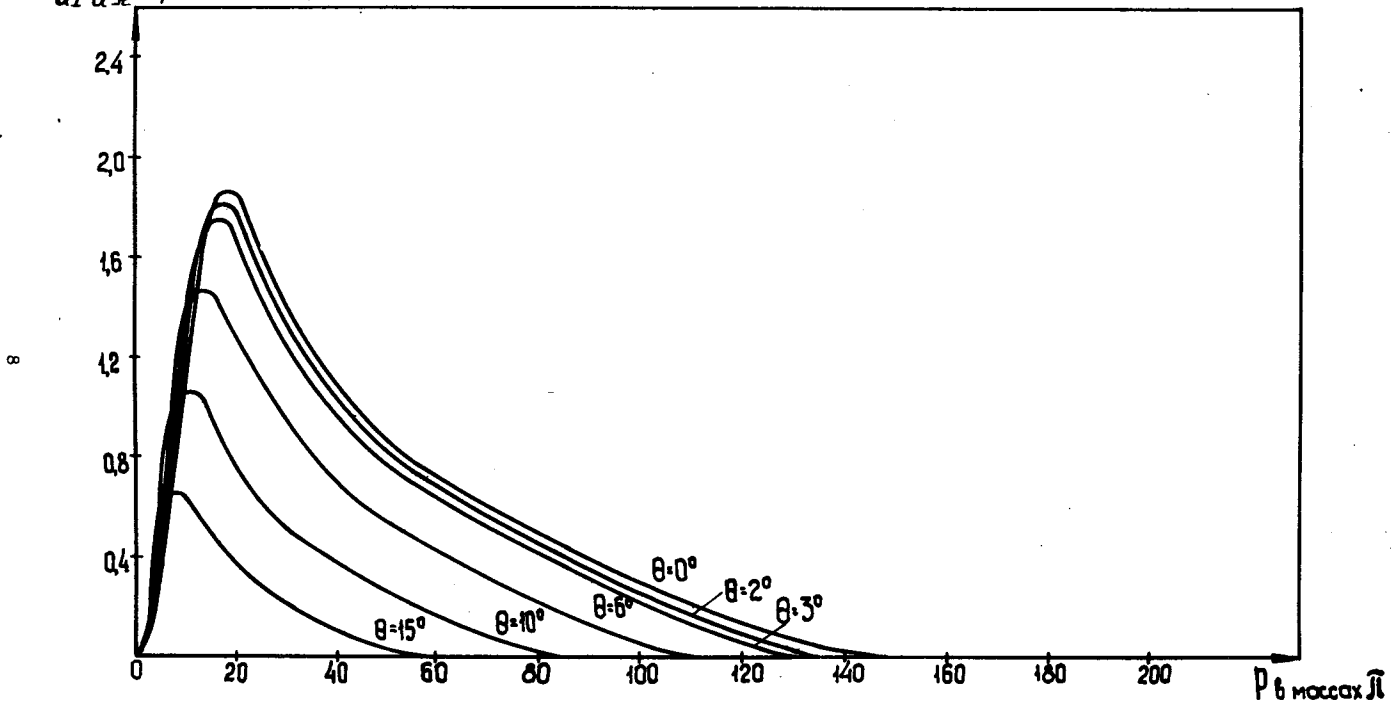


Рис. 1. Импульсные распределения под определенными углами вторичных π -мезонов неупругого $p-p$ -столкновения при энергии $T=40$ Гэв (в лабораторной системе координат).

$$\frac{d^2W}{dP dQ} \cdot 1/\Gamma^2 B/c, Sr, \text{ протон}$$

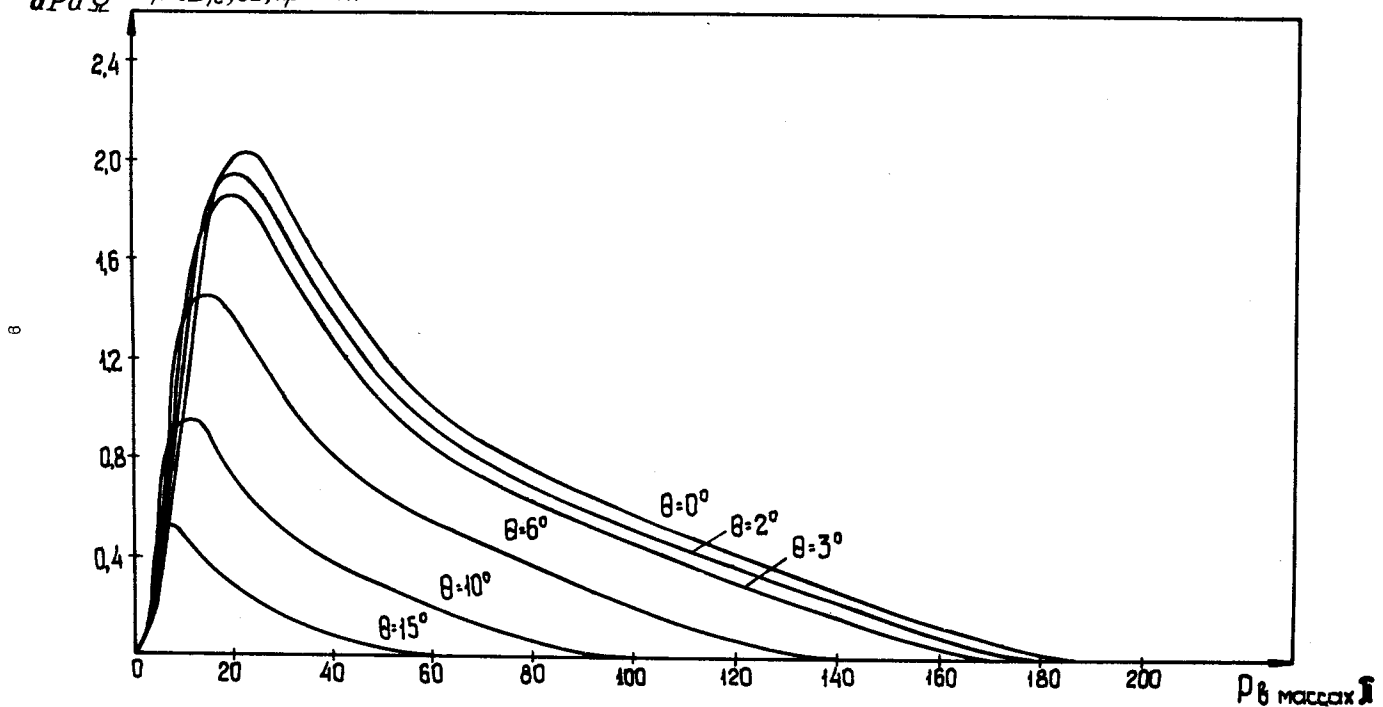


Рис. 2. Импульсные распределения под определенными углами вторичных π -мезонов неупругого $p-p$ -столкновения при энергии $T=60$ Гэв (в лабораторной системе координат).

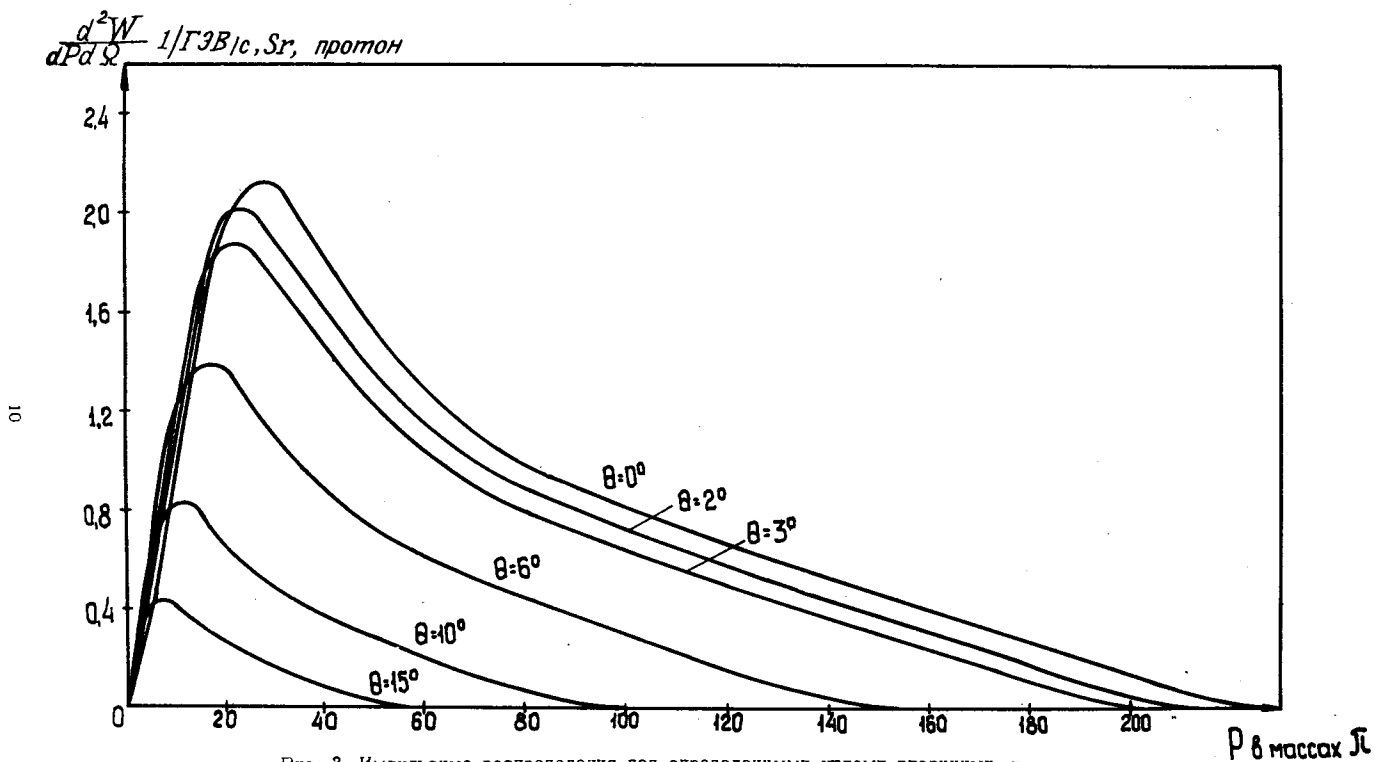


Рис. 3. Импульсные распределения под определенными углами вторичных π -мезонов неупругого $p-p$ -столкновения, при энергии $T = 80$ Гэв, (в лабораторной системе координат).

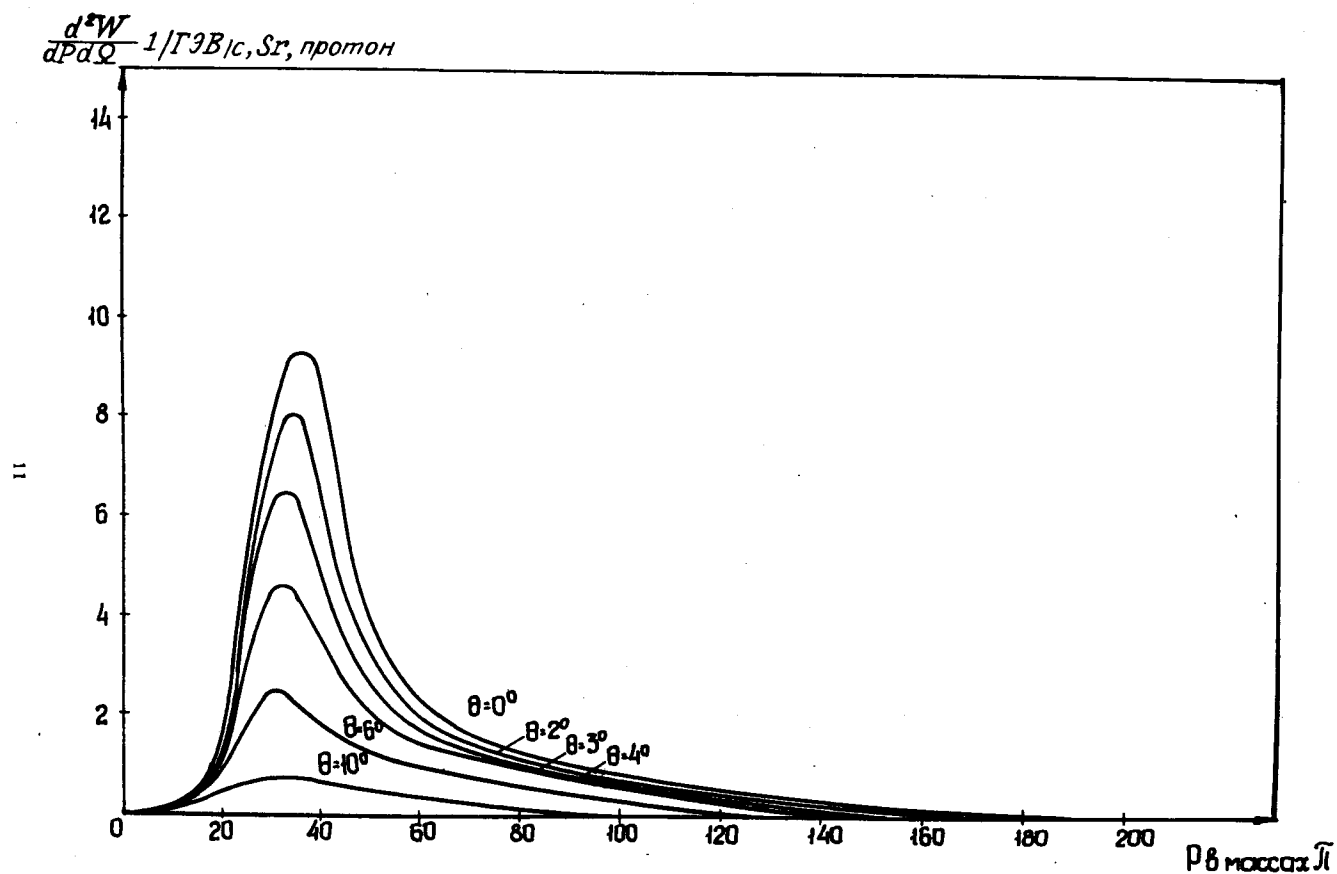


Рис. 4. Импульсные распределения под определенными углами вторичных нуклонов неупругого $p-p$ -столкновения при энергии $T = 40$ Гэв (в лабораторной системе координат).

$$\frac{d^2W}{dPd\Omega} \cdot 1/\Gamma^2\beta/c, Sr, \text{ протон}$$

12

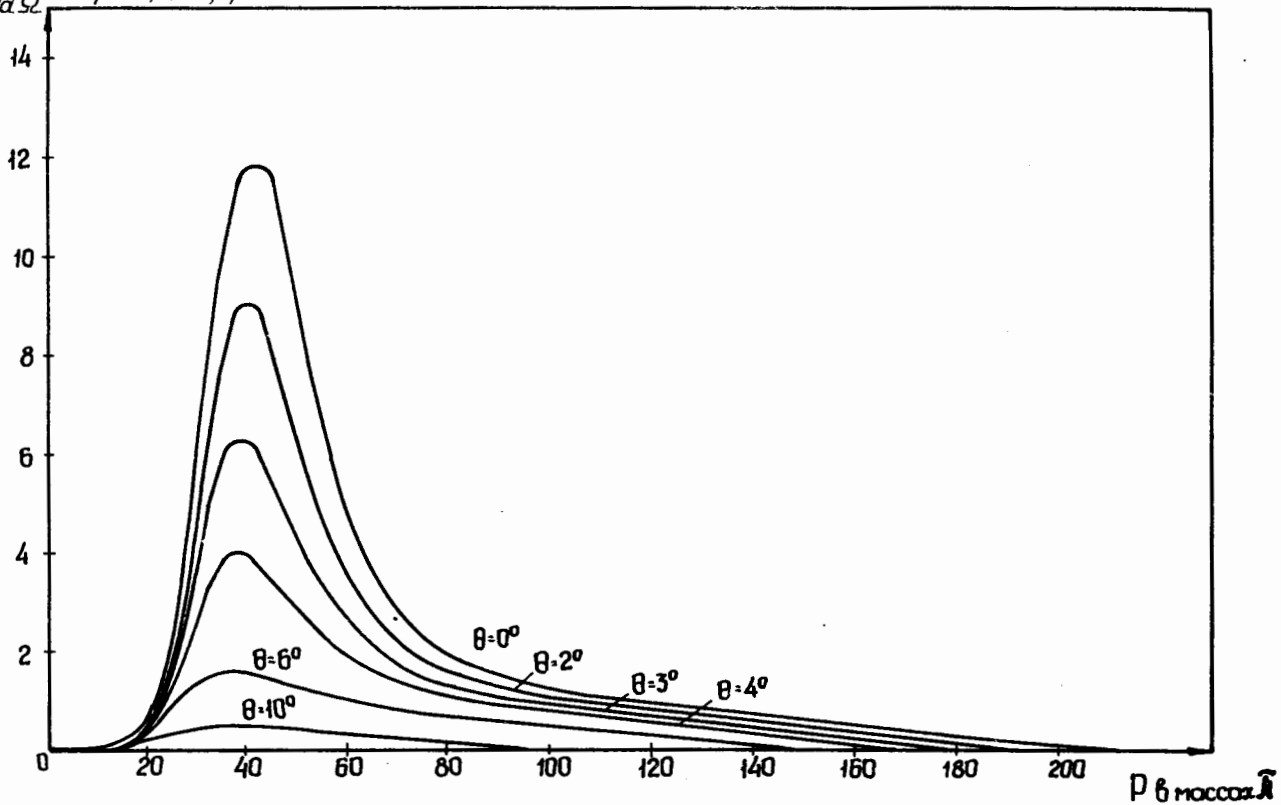


Рис. 5. Импульсные распределения под определенными углами вторичных нуклонов неупругого р-р-столкновения при энергии $T = 80$ Гэв (в лабораторной системе координат).

$$\frac{d^2W}{dPd\Omega} \cdot 1/\Gamma^2\beta/c, Sr, \text{ протон}$$

13

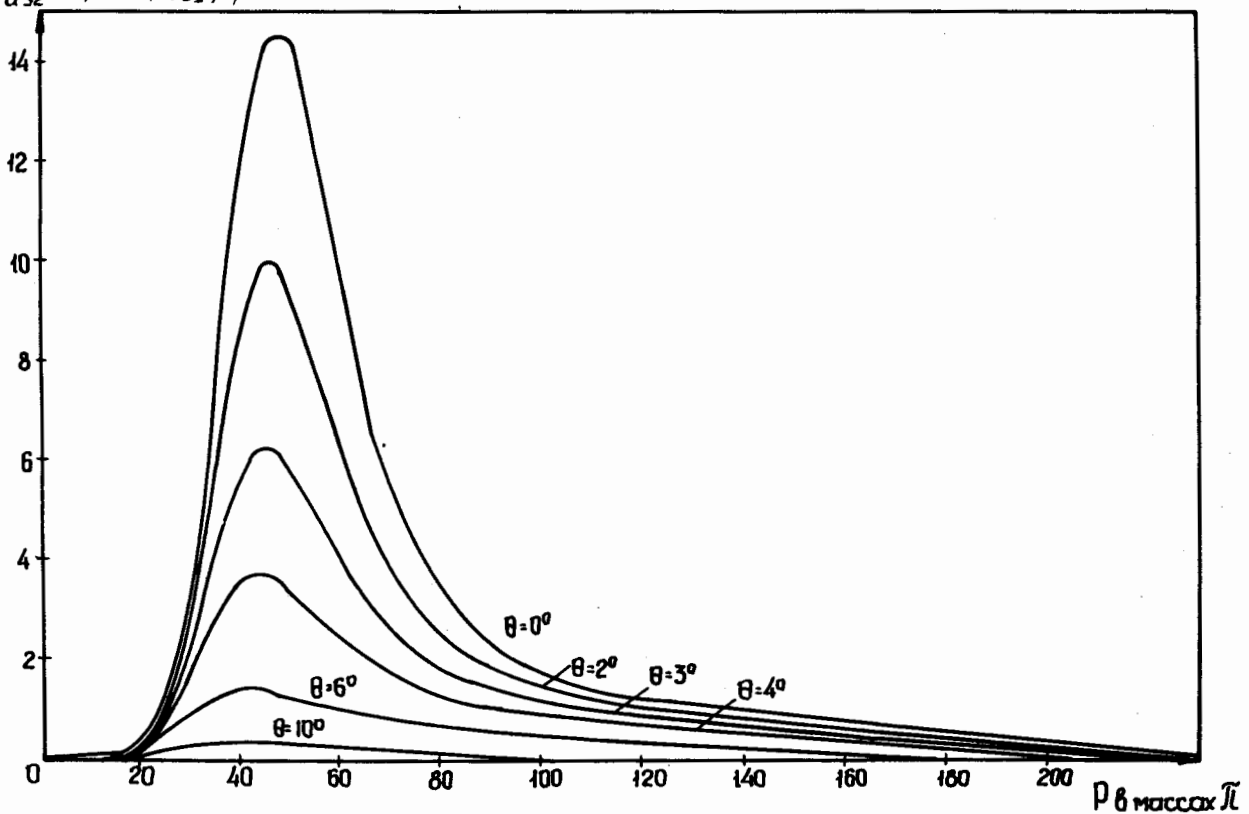


Рис. 6. Импульсные распределения под определенными углами вторичных нуклонов неупругого р-р-столкновения при энергии $T = 80$ Гэв (в лабораторной системе координат).

$\frac{d^2W}{dPdQ} - 1/\Gamma^3 B/c, Sr, \text{протон}$

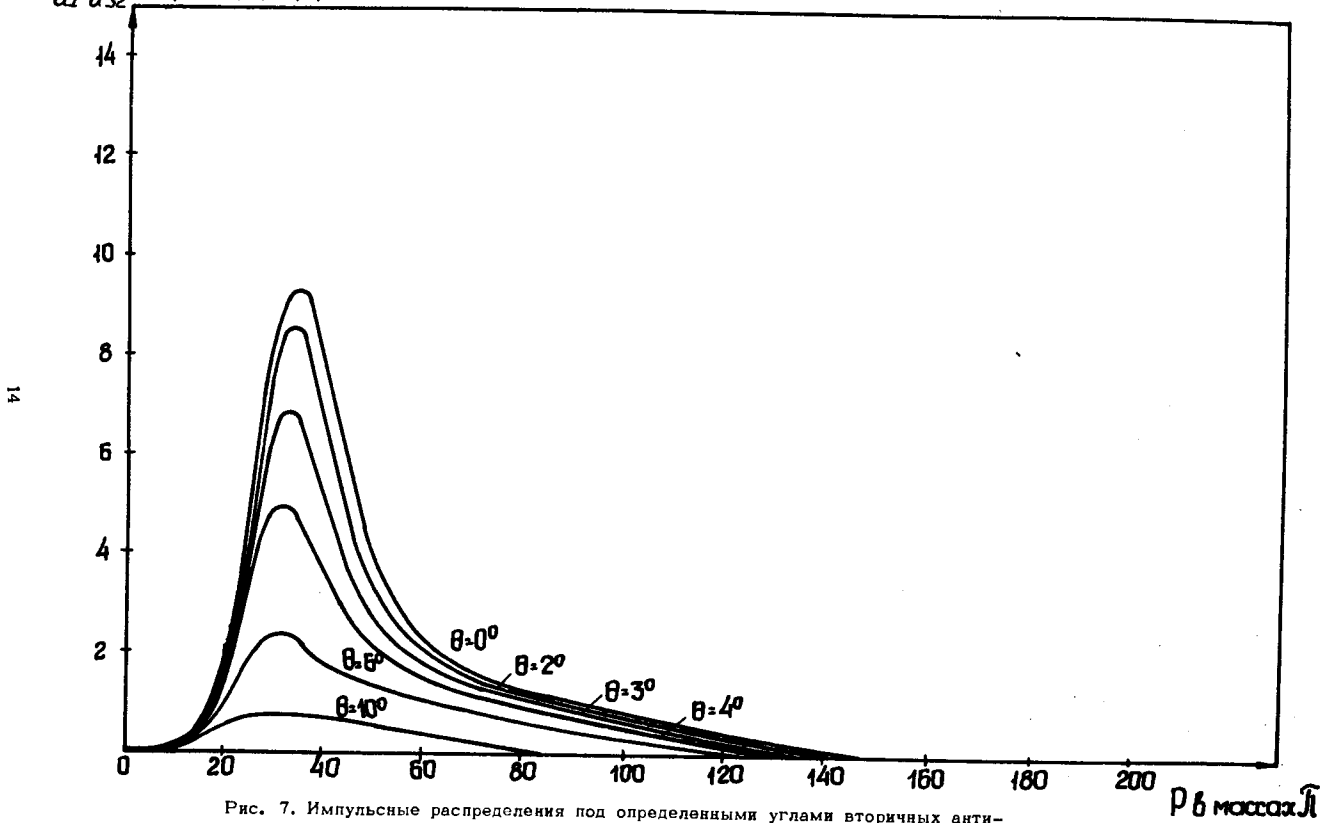


Рис. 7. Импульсные распределения под определенными углами вторичных анти-нуклонов неупругого $p-p$ -столкновения при энергии $T = 40$ Гэв (в лабораторной системе координат).

$\frac{d^2W}{dPdQ} - 1/\Gamma^3 B/c, Sr, \text{протон}$

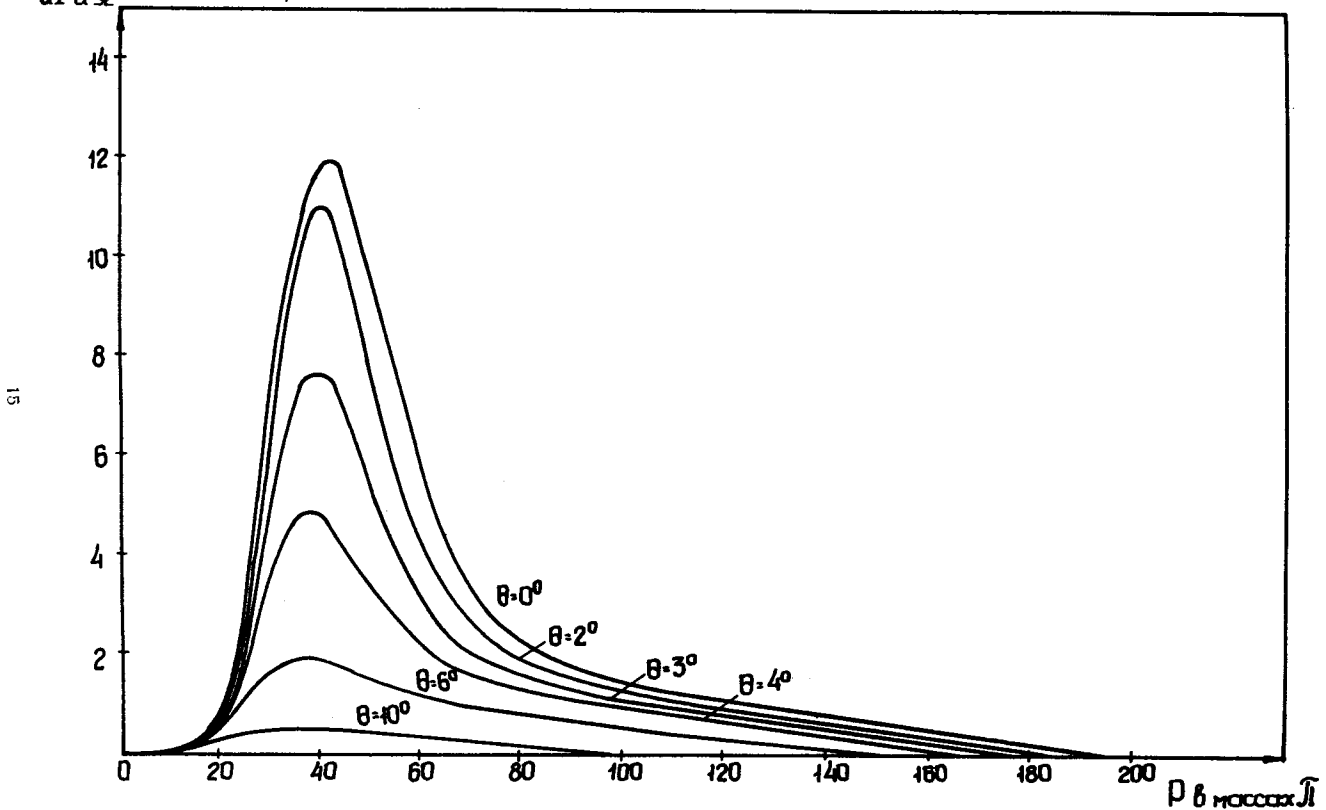


Рис. 8. Импульсные распределения под определенными углами вторичных анти-нуклонов неупругого $p-p$ -столкновения при энергии $T = 60$ Гэв (в лабораторной системе координат).

$\frac{d^2W}{dP dQ} \cdot 1/\Gamma \text{ЭВ/с, Sr, протон}$

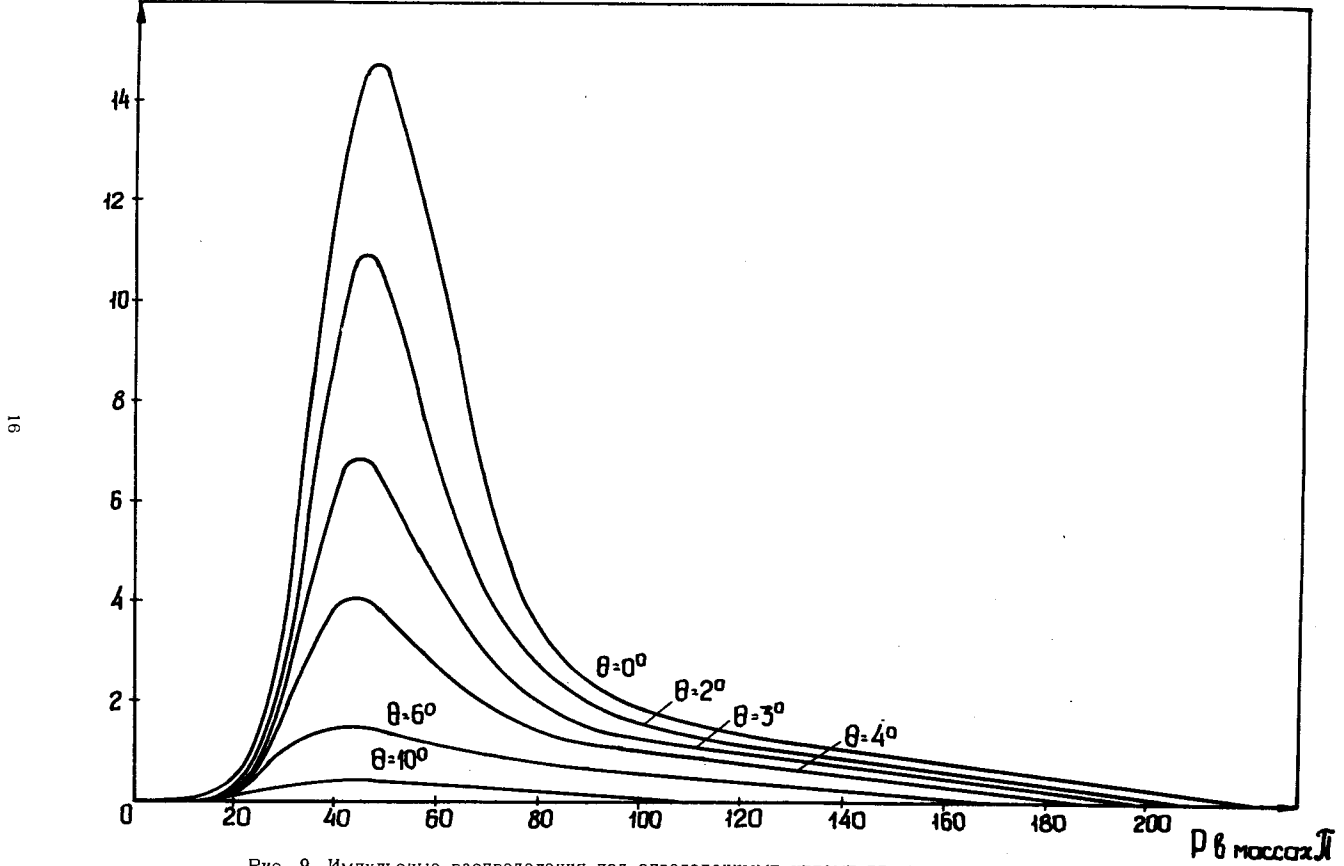


Рис. 9. Импульсные распределения под определенными углами вторичных анти-нуклонов неупругого $p\bar{p}$ -столкновения при энергии $T = 80$ ГэВ (в лабораторной системе координат).

$\frac{dW}{dP} \cdot 1/\Gamma \text{ЭВ/с, протон}$

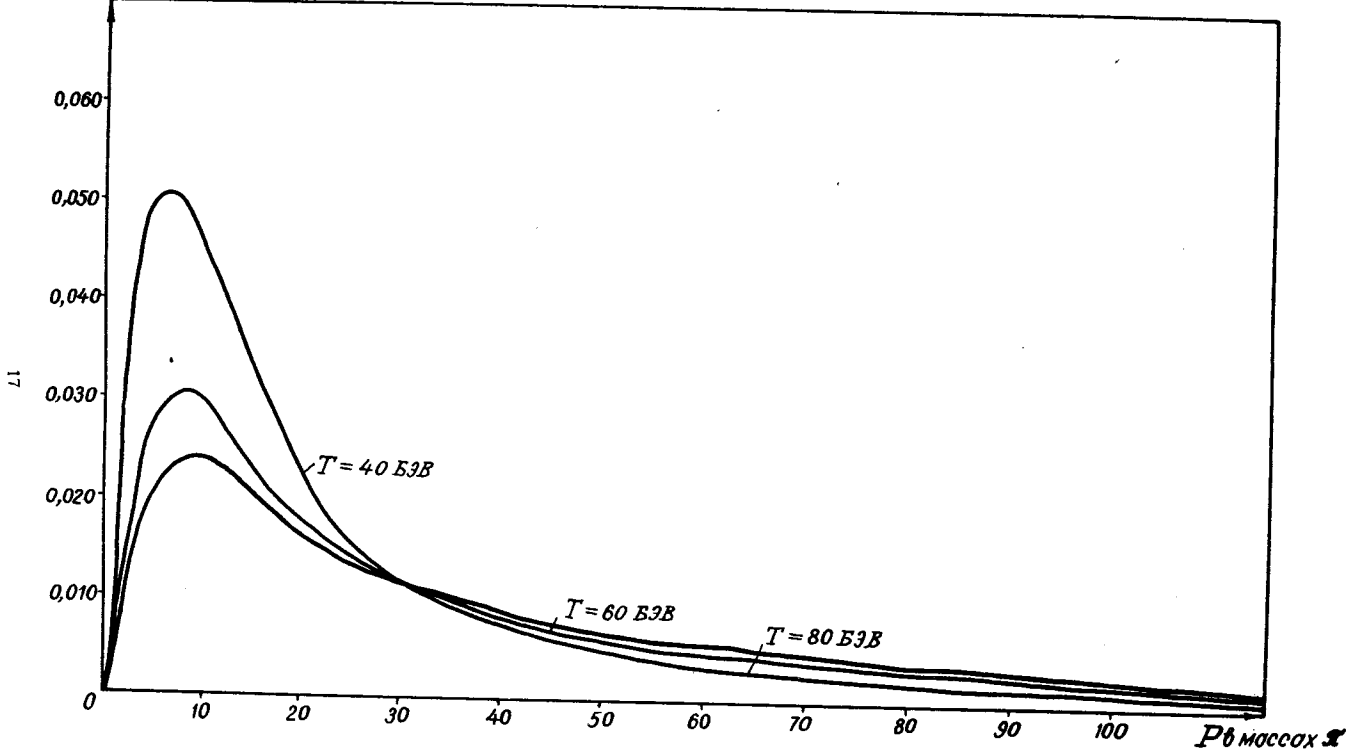


Рис. 10. Импульсные распределения вторичных π -мезонов в неупругом $p\bar{p}$ -взаимодействии (в лабораторной системе координат).

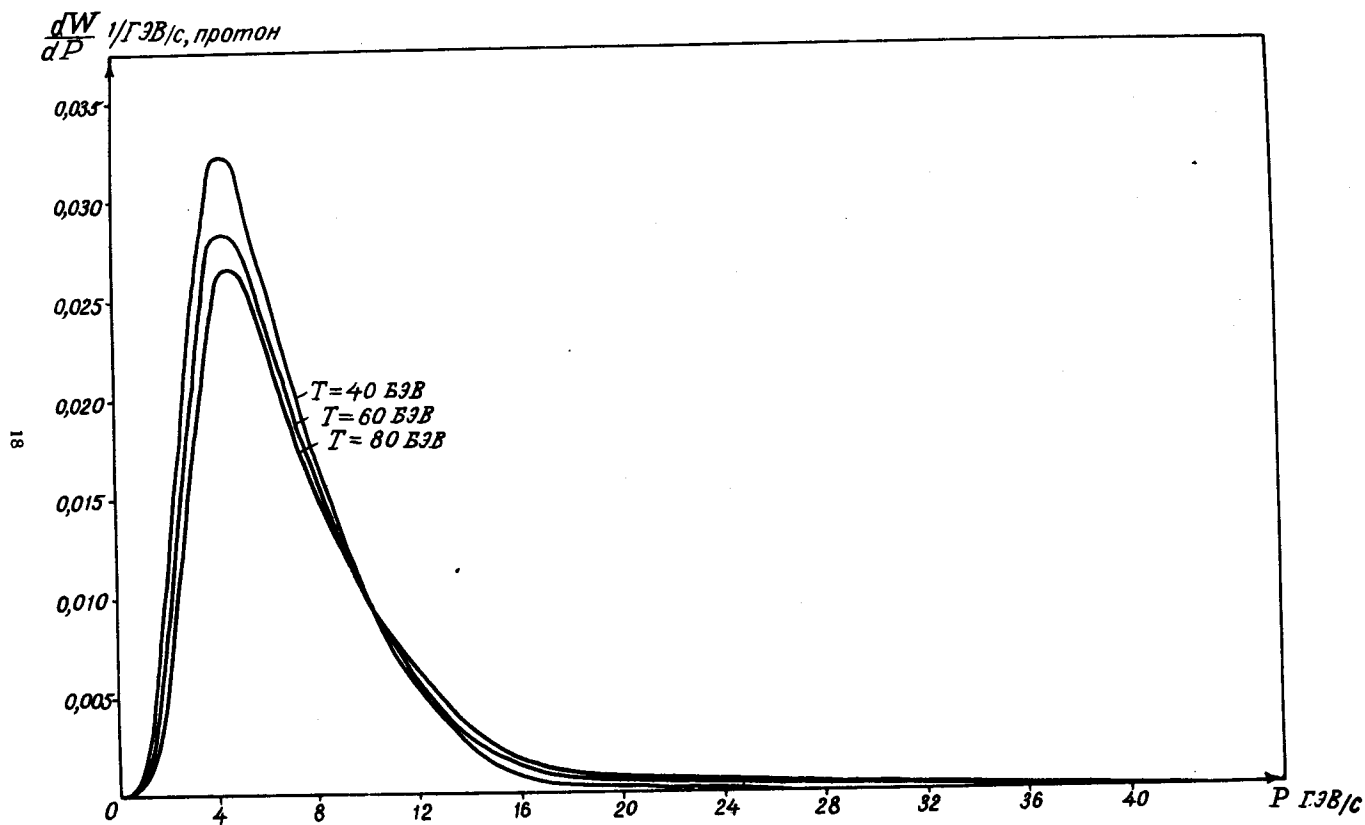


Рис. 11. Импульсные распределения вторичных нуклонов в неупругом pp -взаимодействии (в лабораторной системе координат).

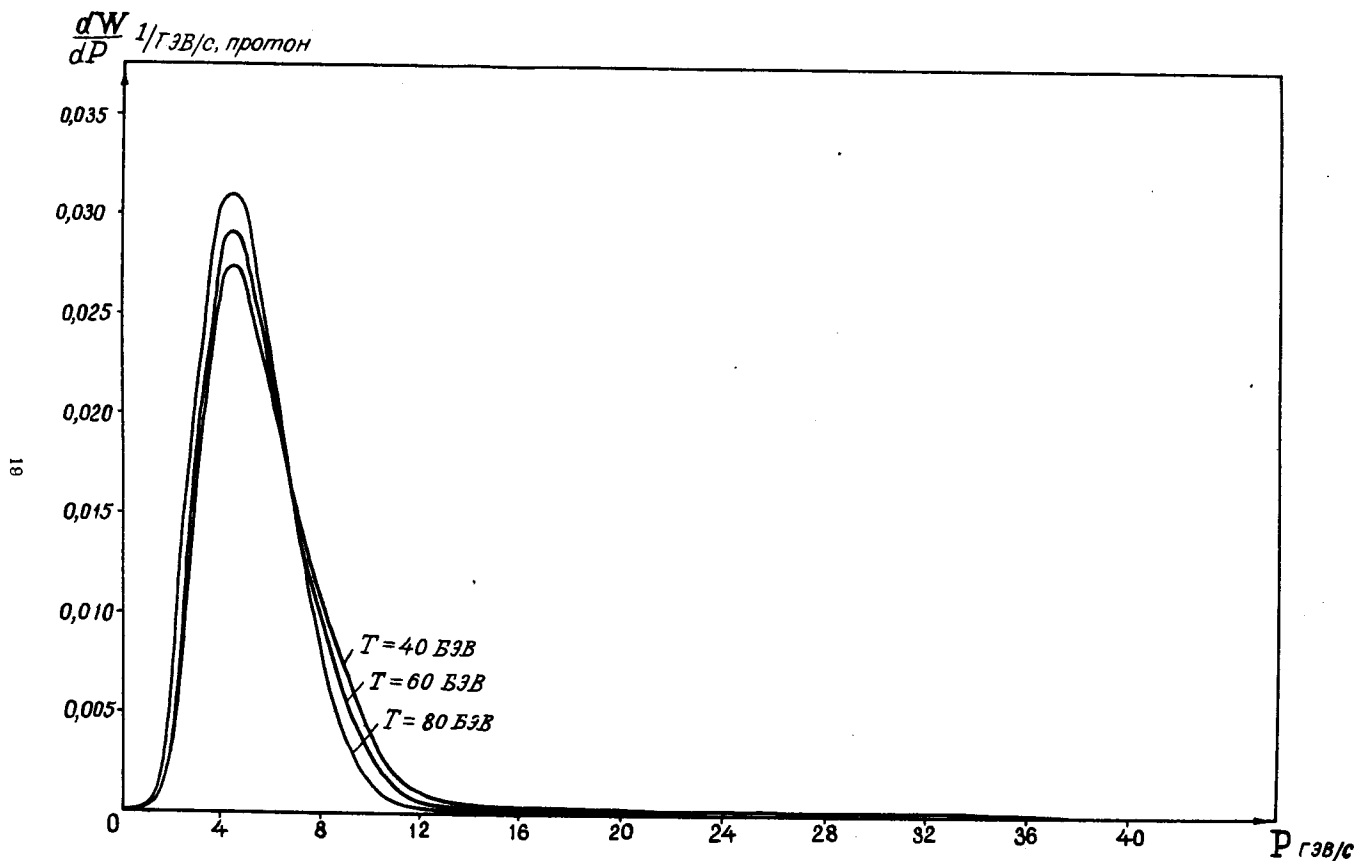


Рис. 12. Импульсные распределения вторичных антинуклонов в неупругом pp -взаимодействии (в лабораторной системе координат).

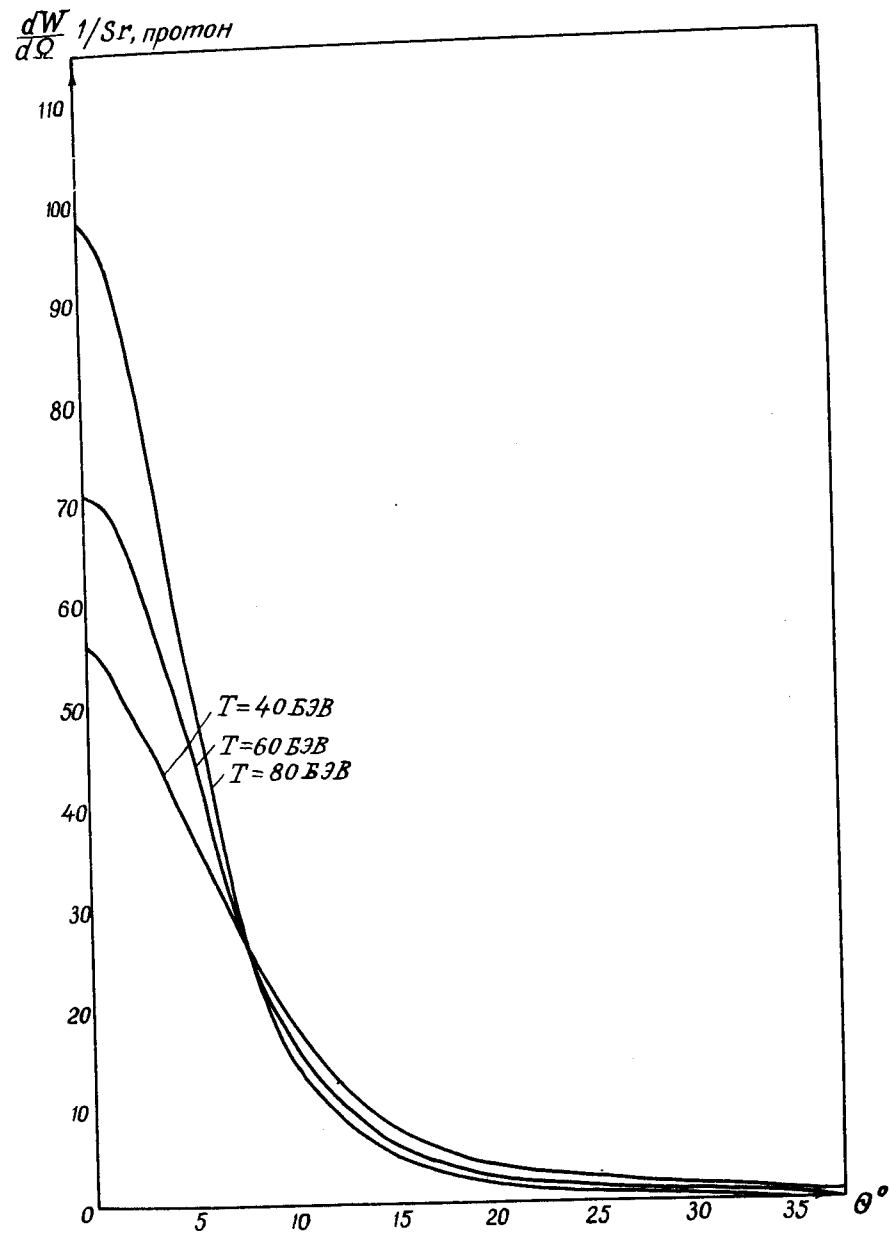


Рис. 13. Угловые распределения вторичных π -мезонов в неупругом pp -взаимодействии (в лабораторной системе координат).

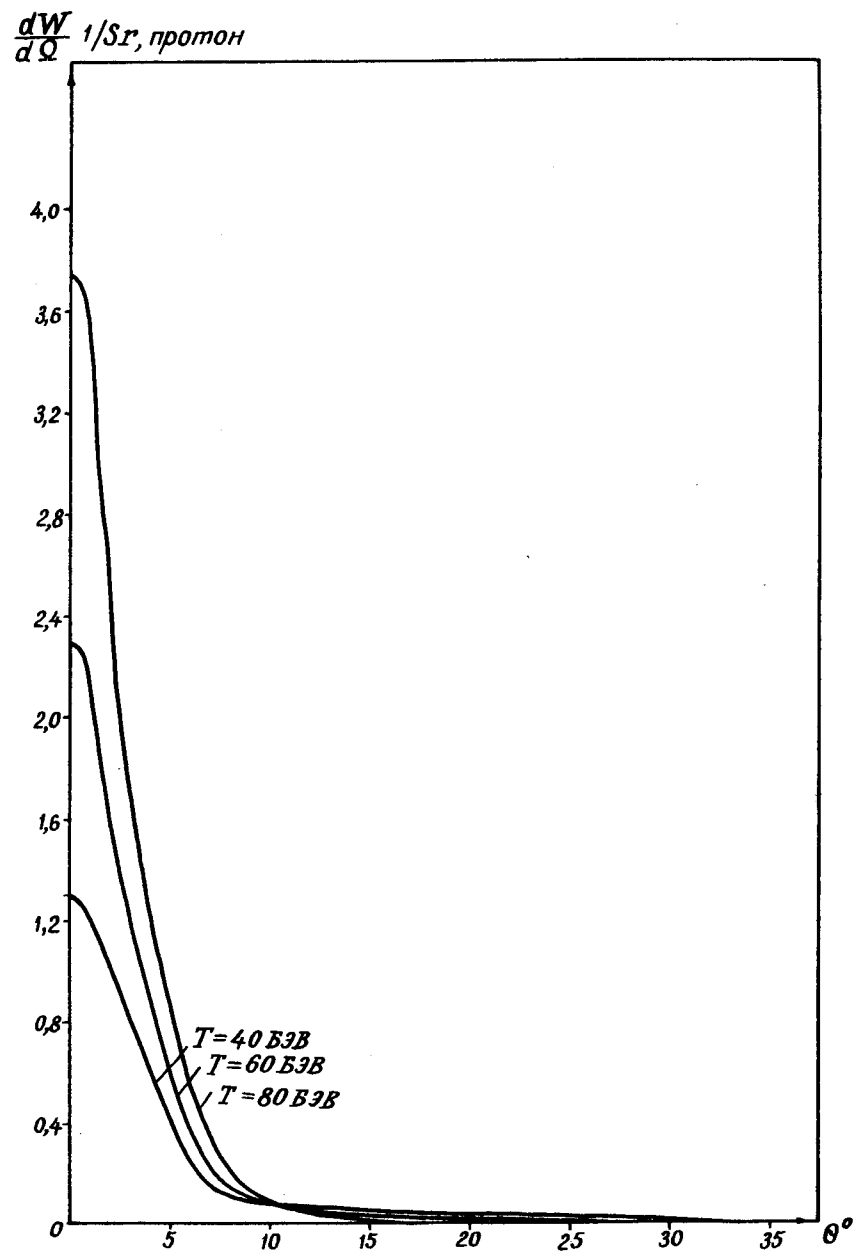


Рис. 14. Угловые распределения вторичных нуклонов в неупругом pp -взаимодействии (в лабораторной системе координат).

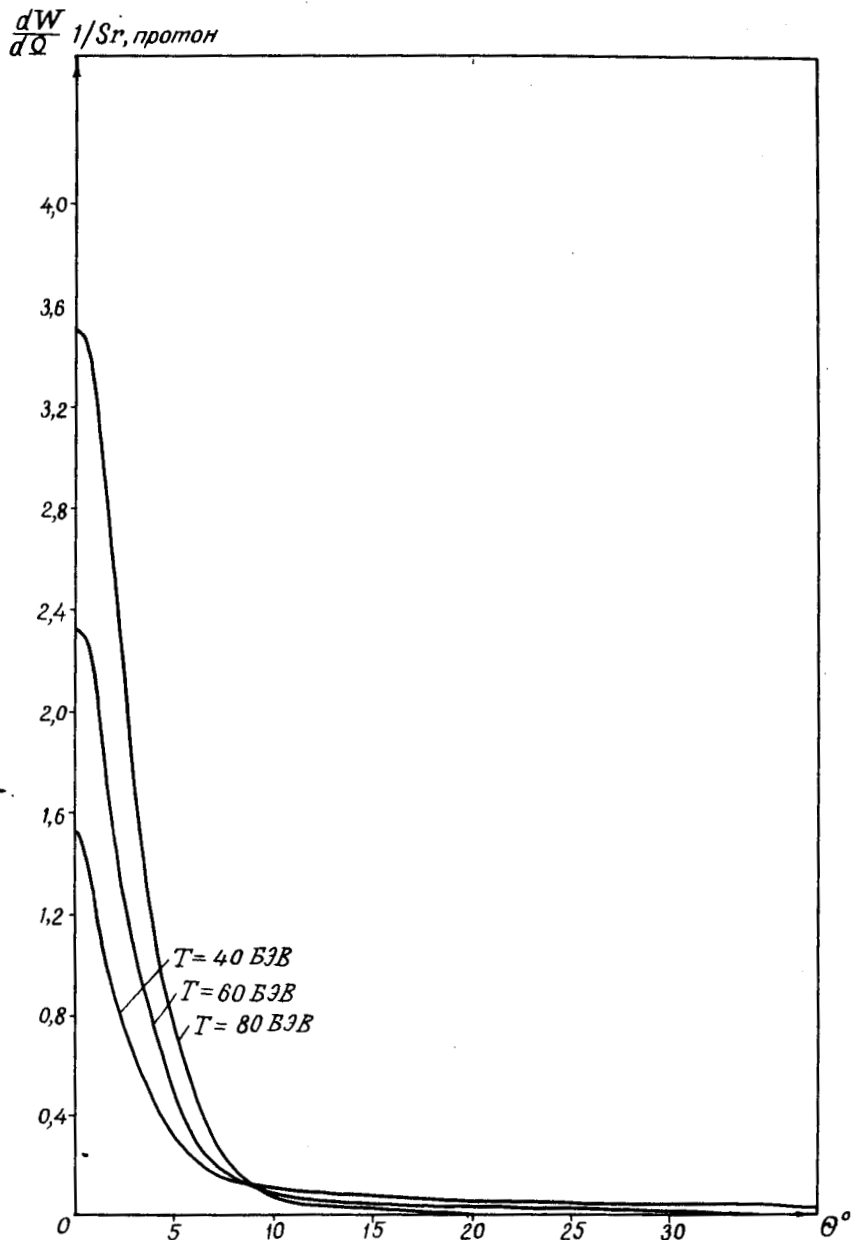


Рис. 15. Угловые распределения вторичных антинейтронов в неупругом $p-p$ -взаимодействии (в лабораторной системе координат).