

80

7
Б24

2.3



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
Лаборатория теоретической физики

В.С. Барашенков, Д.И. Блохинцев, Ван Жун,
Э.К. Михул, Хуан Цзу-чжань, Ху Ши-ке

Д-780

НЕУПРУГИЕ ПИОН-НУКЛОННЫЕ
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
ПРИ БОЛЬШИХ ЭНЕРГИЯХ

Дубна 1961 год

В.С. Барашенков, Д.И. Блохинцев, Ван Жун,
Э.К. Михул, Хуан Цзю-чжань, Ху Ши-кэ

Д-780

НЕУПРУГИЕ ПИОН-НУКЛОННЫЕ
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
ПРИ БОЛЬШИХ ЭНЕРГИЯХ

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

1190/5 Лр.

§ 1. Введение

При современном состоянии теории количественные характеристики процессов сильного взаимодействия могут быть получены лишь на основе определенных предположений о механизме явления. Такой модельной теорией долгое время являлась статистическая теория Ферми. Однако еще в 1956 году в докладе на Симпозиуме в ЦЕРН'е одним из авторов была высказана критика этой теории и было предложено разделять неупругие взаимодействия на "центральные" и "периферические" /1,2/. С тех пор было получено много новых опытных данных по NN и πN - столкновениям при больших энергиях и выполнено немало расчетов (см. /3-6/, где приведена подробная библиография). В настоящее время кажется, что эта более детальная картина находится в удовлетворительном согласии с опытом.

В дальнейшем описываются расчеты неупругих πN - взаимодействий при энергиях $E > 1$ Бэв, которые были выполнены в последнее время в Дубне на основе физической картины двух типов столкновений.

§ 2. πN - взаимодействия в одномезонном приближении

Расчеты выполнены в предположении, что механизм обмена импульсом между пионом и нуклоном является одномезонным. На рис. 1 изображены типичные диаграммы. Как видно, следует различать процессы с четным и нечетным числом рождающихся пионов. В первом случае основным процессом является рождение пионов в периферическом $\pi\pi$ -столкновении (диаграмма А). В случае нечетного числа пионов этот процесс сопровождается рождением одного пиона в процессе рассеяния виртуального мезона на нуклоне (диаграмма В).

С процессом, изображенным диаграммой А, может конкурировать процесс, изображенный на рис. 1 диаграммой А¹. Подобным же образом процесс В может иммитироваться процессом, изображенным диаграммой В¹.

Л.Родбергом /9/ было показано, что диаграмма А, соответствующая взаимодействию с ядром нуклона (см.рис. 2а'), дает значительно меньший вклад, нежели диаграмма В (рис. 2в), представляющая πN - взаимодействие. Эти диаграммы входят как составные части в диаграммы, изображенные на рис.1.

В частности, по этой причине оказывается выгодным заменить два пиона, рожденных ядром нуклона (диаграмма А¹) на два пиона, рожденных в $\pi\pi$ -столкновении (диаграмма А). Такое рассуждение применимо к диаграмме В и В¹.

Поэтому достаточно рассматривать лишь процессы А и В. Соответствующие им сечения имеют вид:

$$\sigma_{2n}(E) = g \frac{1}{g\pi^2 v_0} \int_0^{q_{\max n}} \frac{q^2 dq}{q_0 p_0 \omega} \sigma_{\pi\pi}^{(2n)}(Q) \sqrt{1 - \left(\frac{2\mu}{Q}\right)^2} Q^2 \times$$

$$\times \left\{ \frac{1}{4pq} \ln \left(1 + \frac{4pq}{2p_0 q_0 - 2pq - 2M^2 + \mu^2} \right) - \right.$$

$$\left. - \frac{\mu^2}{(2p_0 q_0 - 2M^2 + \mu^2)^2 - 4p^2 q^2} \right\} \quad (1)$$

$$\sigma_{2n+1}(E) = \frac{1}{4\pi^3 v_0} \int_0^{P_{\max n}} \frac{P^2 dP}{p_0 \omega} \int \frac{E - \sqrt{P^2 + m_n^2}}{\sqrt{P^2 + (M + \mu)^2}} S^2 \sqrt{1 - \left(\frac{2\mu}{s}\right)^2} \sigma_{\pi\pi}^{(2n)}(S) dP_0 \times$$

$$\times \frac{\sigma_{\pi N}(P) \sqrt{(R^2 - M^2 - \mu^2)^2 - 4M^2 \mu^2}}{(2P_0 p_0 - M^2 - R^2 + \mu^2)^2 - 4P^2 p^2} \quad (2)$$

Здесь

$$q_{\max n} = \frac{1}{2E} \sqrt{(E + M + m_n)(E + M - m_n)(E - M + m_n)(E - M - m_n)}$$

$$s^2 = (E - P_0)^2 - P^2; \quad Q^2 = (E - q_0)^2 - q^2, \quad R^2 = P_0^2 - P^2$$

$$P_{\max n} = q_{\max n} | m_n \rightarrow m_n + \mu$$

E - полная энергия первичных частиц в CMS ; $p_0^2 = p^2 + M^2$; $q_0^2 = q^2 + M^2$
 P - импульс первичного нуклона в системе центра масс (с.ц.м.), M - масса нуклона, m_n - сумма масс частиц, рождающихся в $\pi\pi$ -столкновении, v - относительная скорость пиона и нуклона в с.ц.м., $\sigma_{\pi\pi}^{(n)}$ - сечение $\pi\pi$ -взаимодействия, g^2 - константа πN - связи, ω и μ - энергия и масса пиона в с.ц.м. Формула (2) имеет смысл, если в $\pi\pi$ -столкновении рождаются только лишь π -мезоны; в случае рождения нуклон-антинуклонных пар формула (1) справедлива как для четного, так и для нечетного числа π - мезонов¹⁾.

В рассматриваемом расчете, когда предполагается, что одномезонное приближение применимо для сколь угодно больших передач импульса (далее мы увидим, что вклад очень больших передач импульса в действительности оказывается невелик), все $\pi\pi$ - взаимодействия объединены в верхних узлах диаграмм А и В. При этом диаграмму В можно заменить эквивалентной ей диаграммой Д (см.рис.3).

Вычисления показали, что диаграммы типа Д дают значительно меньший вклад в πN - взаимодействие, нежели диаграммы типа А. Это видно из таблицы 1, где приведены отношения сечений для четного и нечетного числа мезонов при разных энергиях первичного π -мезона E_0 .

Для каждого заданного n отношение сечений $\sigma_{2n+1} / \sigma_{2n}$ возрастает при увеличении энергии T , однако с ростом энергии быстро уменьшается относительный вклад канала с заданным n . Можно сказать, что каналы, дающие основной вклад во взаимодействие, расположены в диагональной части таблицы; при этом $\sigma_{2n} \gg \sigma_{2n+1}$.

Данные таблицы 1 показывают, что изучение генерации нечетного числа мезонов при высокой энергии первичного пиона может служить способом изучения ядра нуклона. Однако следует иметь в виду, что эти каналы являются второстепенными; рождение большого четного числа пионов будет преобладающим процессом при этих высоких энергиях.

¹⁾ Заметим, что численно близкие результаты получаются также при использовании метода Вейцекера-Вильсона /8/.

§ 3. $\pi\pi$ - взаимодействие

Для вычисления относительной множественности пионов, передачи импульса и для угловых распределений необходимы парциальные сечения $\pi\pi$ -взаимодействия. Парциальные сечения неупругих взаимодействий были вычислены в предположении отсутствия корреляций между частицами, рожденными в $\pi\pi$ -столкновении. Такое предположение приводит к факторизации матричного элемента рождения частиц в $\pi\pi$ -столкновениях в виде $\sim \Omega(E) \rho_n(E)$, где E - энергия первичных частиц в с.ц.м., $\rho_n(E)$ - импульсный объем для n -частиц, $\Omega(E)$ - некоторый трехмерный объем. Вычисления были произведены в предположении, соответствующем теории Ферми $\Omega(E) = \left(\frac{\hbar}{\mu c}\right)^3 \frac{\mu c^2}{E}$ 2).

При статистических расчетах $\pi\pi$ -взаимодействий учитывалось резонансное взаимодействие π -мезонов при $M_{\pi\pi}^* = 0,6 M$ в состоянии с изотопическим спином $T=1$ и спином $I=1$. При вычислениях принимались во внимание каналы вплоть до $n=8$, учитывались также каналы с рождением нуклон-анти-нуклонных пар.

Кроме неупругих $\pi\pi$ -взаимодействий следует учитывать также упругое $\pi\pi$ -рассеяние. В настоящее время полностью отсутствуют какие-либо экспериментальные данные о величине сечения такого рассеяния. По аналогии с πN и NN -взаимодействием /11/ можно было бы ожидать, что сечение упругого $\pi\pi$ -рассеяния $\sigma_e(\pi\pi)$ составляет порядка трети от сечения неупругого $\pi\pi$ -рассеяния. Оценки показали, что в пределах точности современных экспериментальных данных результаты расчетов слабо чувствительны к предположению о величине $\sigma_e(\pi\pi)$.

Принимая неупругое сечение πN -столкновения равным 23 mb и константу πN -взаимодействия $g^2 = 14,5$, из формул (1) и (2) можно оценить эффективное сечение $\pi\pi$ -взаимодействия:

$$\sigma_{\pi\pi} \sim 40 \text{ mb}.$$

2) Предположение об отсутствии корреляций также и с начальным состоянием ведет к $\Omega(E) = \text{const}$ (теория Сударшана), практически оба предположения дают близкие результаты (см. также /10/).

§ 4. Результаты расчета

На рис. 4 приведены результаты расчетов по множественности рождающихся частиц (с учетом нуклона отдачи)³⁾:

$$n(E_0) = \sum_n (2n+1) \sigma_{2n}(E_0) / \sum_n \sigma_{2n}(E_0). \quad (3)$$

На графике виден рост множественности с энергией, хорошо согласующейся с экспериментальными данными. (Библиографию экспериментальных работ см. в /4-6/).

На рис. 5 приведен импульсный спектр протонов отдачи в с.ц.м. для энергии первичных π^- -мезонов $E_0 = 7$ Бэв (лабор.система):

$$w(p) = \frac{q^2}{q_0} \left\{ \frac{q}{4pq} \ln \left(1 + \frac{4pq}{2p_0 q_0 - 2pq - 2M^2 + \mu^2} \right) \right. \quad (4)$$

$$\left. - \frac{\mu^2}{(2p_0 q_0 - 2M^2 + \mu^2)^2 - 4p^2 q^2} \right\} \sum_i n_p^i \sigma_{\pi\pi}^i(s),$$

где $\sigma_{\pi\pi}^i$ - сечение i -го канала $\pi\pi$ -взаимодействия; n_p^i - число протонов отдачи, остальные обозначения те же, что и в формулах (1) и (2).

Как видно, вычисленные значения $w(p)$ близки к экспериментальным.

На рис. 6 для энергии π^- -мезонов $E_0 = 7$ Бэв указано угловое распределение протонов отдачи в с.ц.м.:

$$w(Q) = \sum_i n_p^i \int_0^{q_{\max}^i} \sigma_{\pi\pi}^i(s) \frac{p_0 q_0 - pq \cos \theta - M^2}{(2p_0 q_0 - 2pq \cos \theta - 2M^2 + \mu^2)^2} \frac{q^2}{q_0} dq \quad (5)$$

Согласие экспериментальных и теоретических распределений получается вполне удовлетворительным.

На рис. 7 приведены угловые распределения протонов отдачи $w(\theta)$ для $E_0 = 3$ и 16 Бэв. Эти распределения нормированы таким образом, что

3) Численные расчеты выполнены на электронной машине М-20 в вычислительном центре ОИЯИ.

$$2\pi \int_0^{\pi} \omega(\theta) \sin \theta d\theta = 1.$$

В таблице 11 для с.п.м. указаны средние значения импульса протона отда-
чи

$$\bar{p} = \int p w(p) / \int w(p) dp \quad (6)$$

и средние значения его поперечного импульса

$$\bar{p}_{\perp} = \int q_{\perp} w_{\perp}(q_{\perp}) dq_{\perp} / \int w_{\perp}(q_{\perp}) dq_{\perp} \quad (7)$$

где

$$w_{\perp}(q_{\perp}) = q_{\perp} \sum_i n_i^i \int_{-\sqrt{q_{\perp}^2 - q_i^2}}^{\sqrt{q_{\perp}^2 - q_i^2}} \frac{\sigma_{\pi\pi}^i(s')}{\pi} \frac{p_0 q_{0\perp} - pt - M^2}{(2p_0 q_{0\perp} - 2pt - 2M^2 + \mu^2)^2} \frac{dt}{q_{0\perp}} \quad (9)$$

$$s' = \sqrt{(E - q_{\perp})^2 - q_{\perp}^2 - t^2}; \quad q_{0\perp}^2 = M^2 + q_{\perp}^2 + t^2$$

Как видно из таблицы, теоретические значения \bar{p}_{\perp} изменяются очень медленно, что согласуется с экспериментальными данными, полученными на ускорителях и в опытах с космическими лучами.

Из выполненных расчетов можно сделать заключение о том, что механизм периферического $\pi\pi$ -столкновения является преобладающим.

В настоящее время расчеты продолжаются в область более высоких энергий и изучаются причины того или иного поведения вычисленных характеристик.

Удовлетворительное согласие наших теоретических расчетов с экспериментальными данными указывает на то, что сделанные приближения:

а) пренебрежение многопионным (а вместе с этим и "центральными" взаимодействиями) и

б) замена виртуальных амплитуд на реальные (известно, что в некоторых, более тонких, вопросах такая замена едет к парадоксальным результатам^{/12/}), приводят к ошибкам, находящимся в пределах точности имеющихся экспериментальных данных.

Пользуемся случаем поблагодарить сотрудников вычислительного центра ОИЯИ Н.Н.Говоруна, Ким Хе Пхень и П.Либи за большую помощь при численных расчетах. Мы благодарны также Сянь Дин-чан за полезные обсуждения методов расчета зарядовых распределений в статистической теории.

Т а б л и ц а 1

Т Бэв	σ_3/σ_2	σ_3/σ_4
2	0,1	
7	0,15	
100	1	0,25
1000	2	0,5

Т а б л и ц а 11

Кинематическая энергия π^- - мезонов E_0 Бэв (лаб.сист.)	Средний импульс протонов отдачи \bar{p} Бэв/с		Средний поперечный импульс протонов отдачи \bar{p}_\perp Бэв/с	
	теория	опыт	теория	опыт
3	0,5	-	0,3	-
7	0,8	0,89±0,04	0,4	0,37±0,04
10	0,85	-	0,45	-
16	1,15	-	0,5	0,4

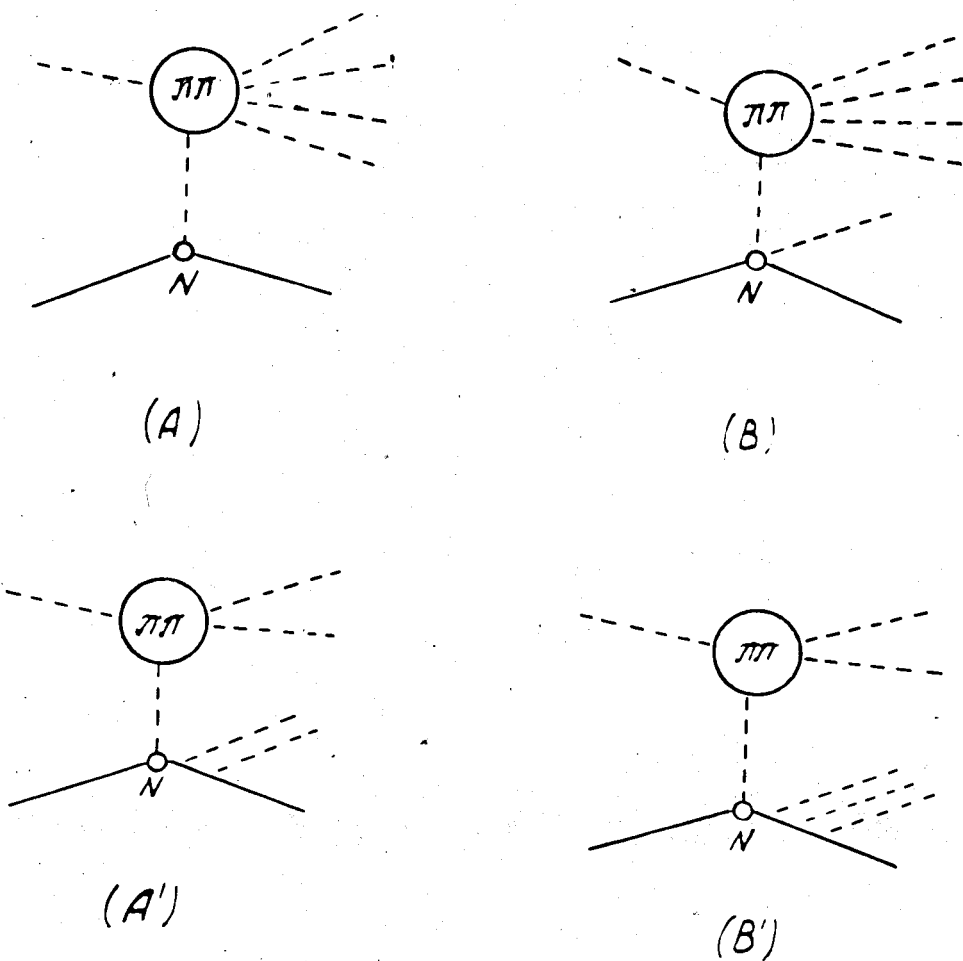


Рис. 1. Важнейшие типичные диаграммы (А и В) в неупругом πN -рассеянии и диаграммы А и В, менее существенные.

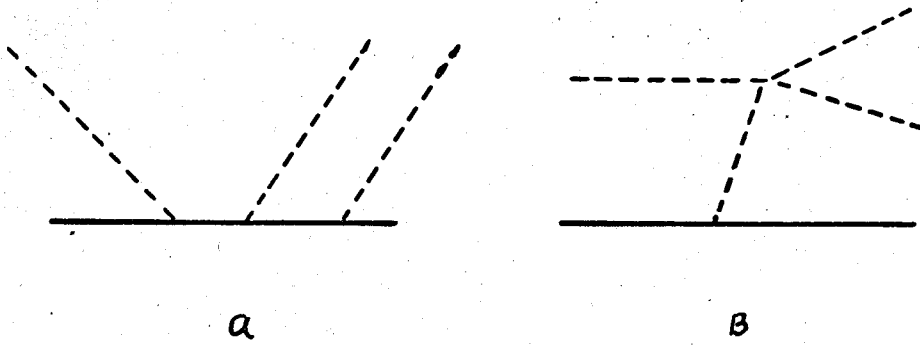


Рис. 2. Диаграмм (а) имеет значительно меньшую амплитуду, нежели диаграмма (в).

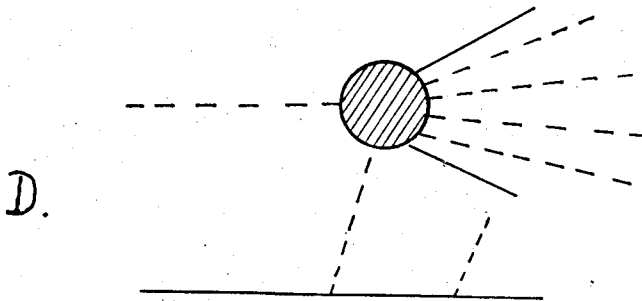


Рис. 3.

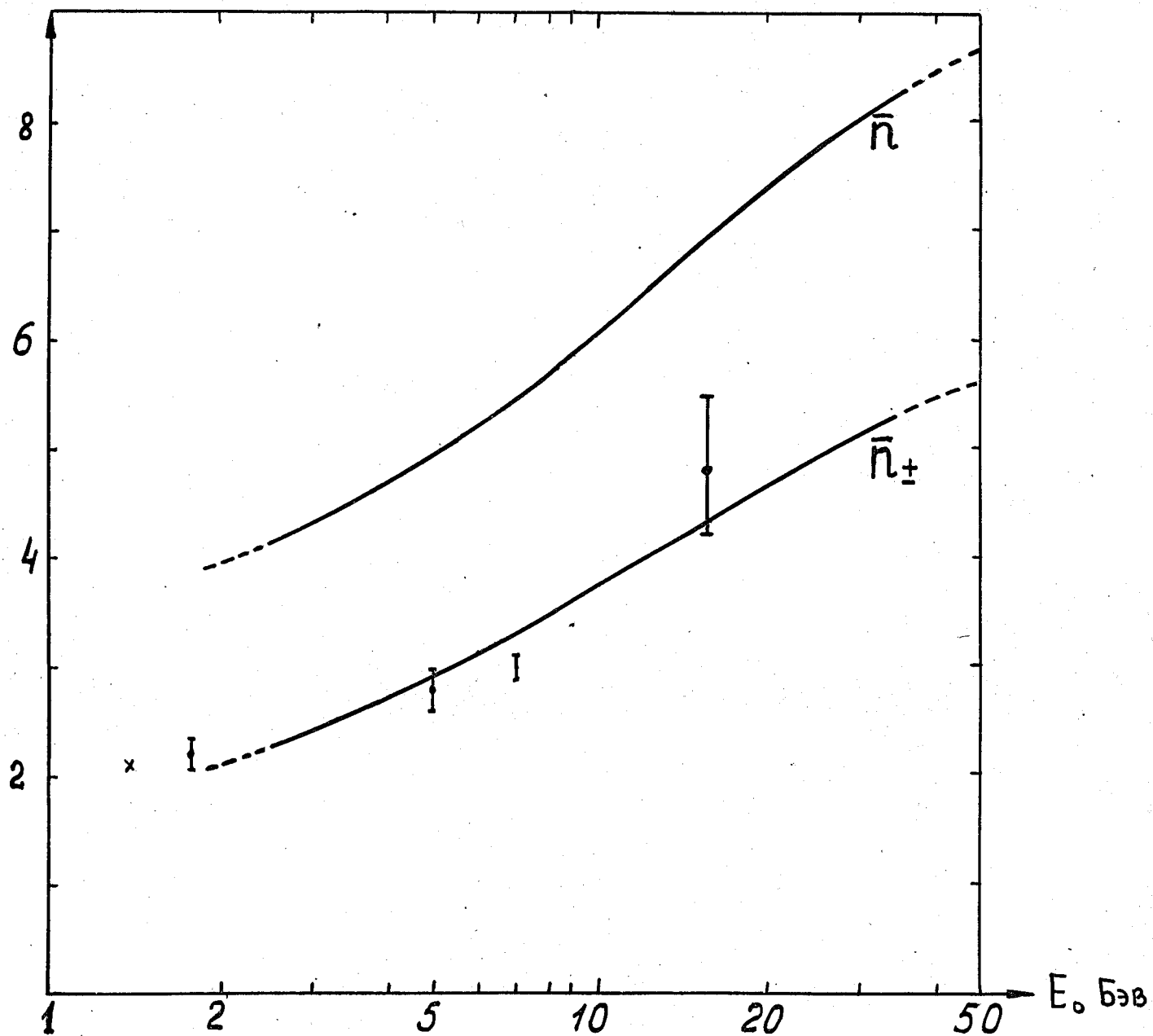


Рис. 4. Среднее число частиц, рождающихся в πp -столкновениях при различных энергиях первичного π -мезона (лаб. система). \bar{n} - полное число, \bar{n}_+ - число заряженных частиц. В эти значения включен также нуклон отдачи.

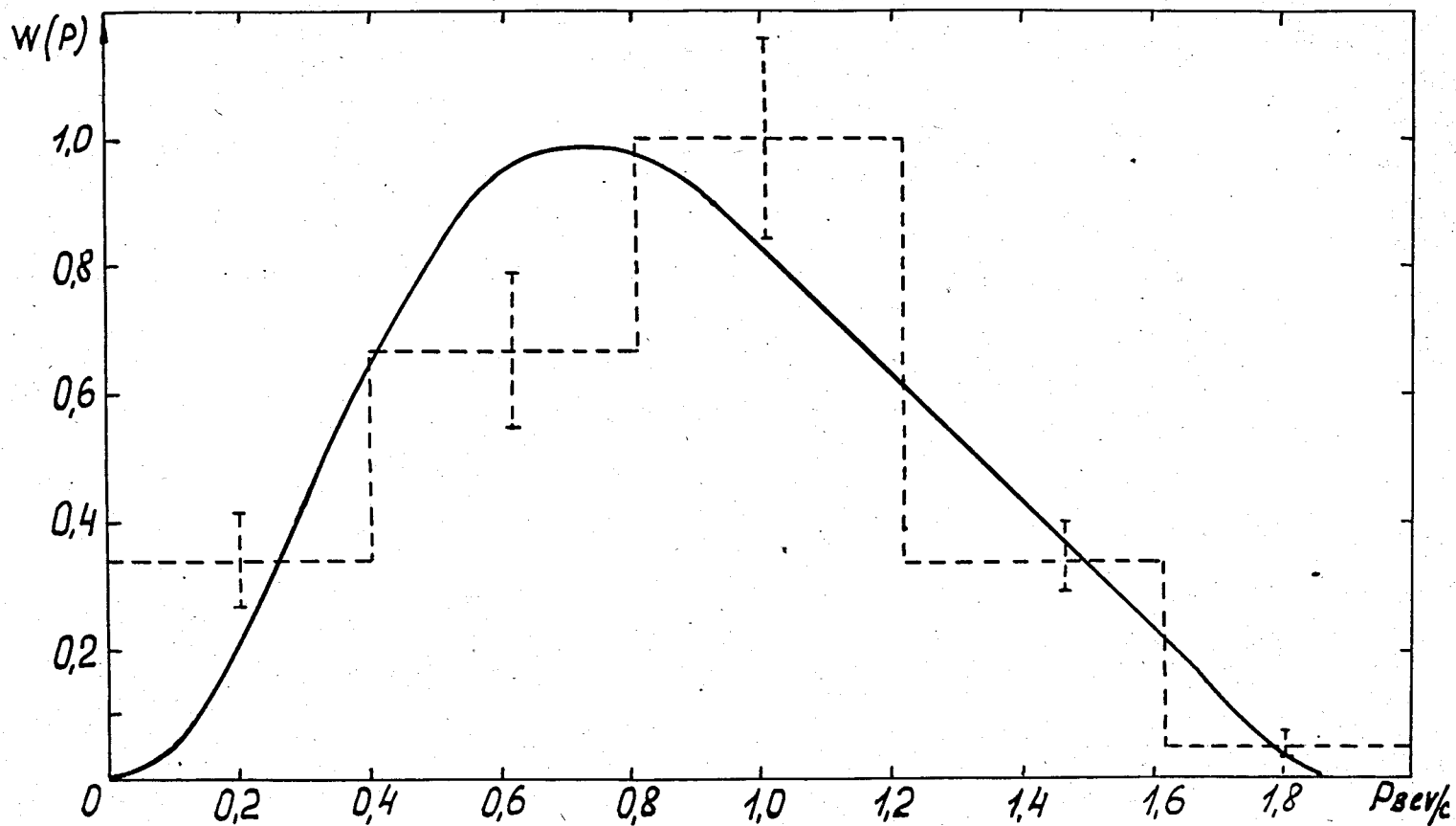


Рис. 5. Импульсный спектр протонов отдачи (с.д.м.) при энергии падающего π^- -мезона $E_0 = 7$ Бэв. Пунктиром указана экспериментальная гистограмма из работы ^{15/}. Значения даны в единицах Бэв/с.

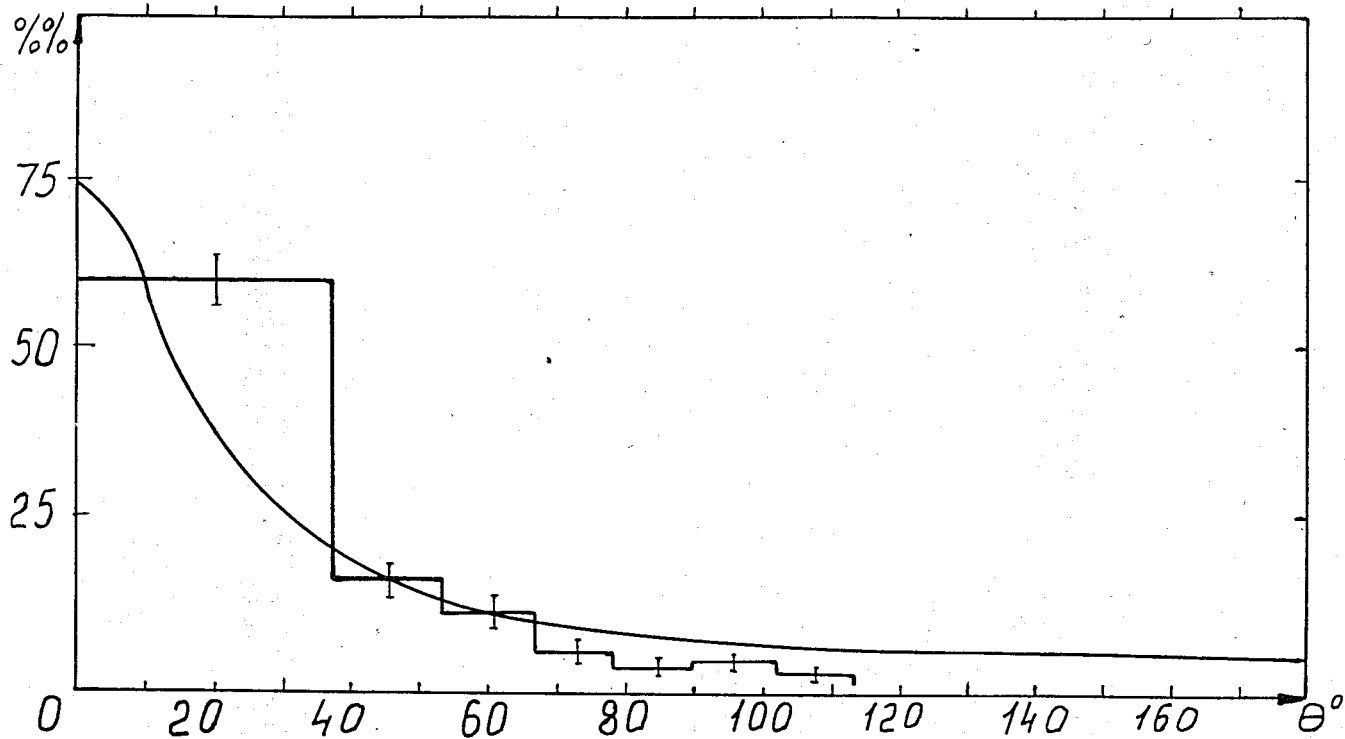


Рис. 6. Угловое распределение протонов отдачи (с.д.м.) при энергии падающего π^- -мезона $E_0 = 7$ Бэв. Пунктиром указана экспериментальная гистограмма из работы /4/.

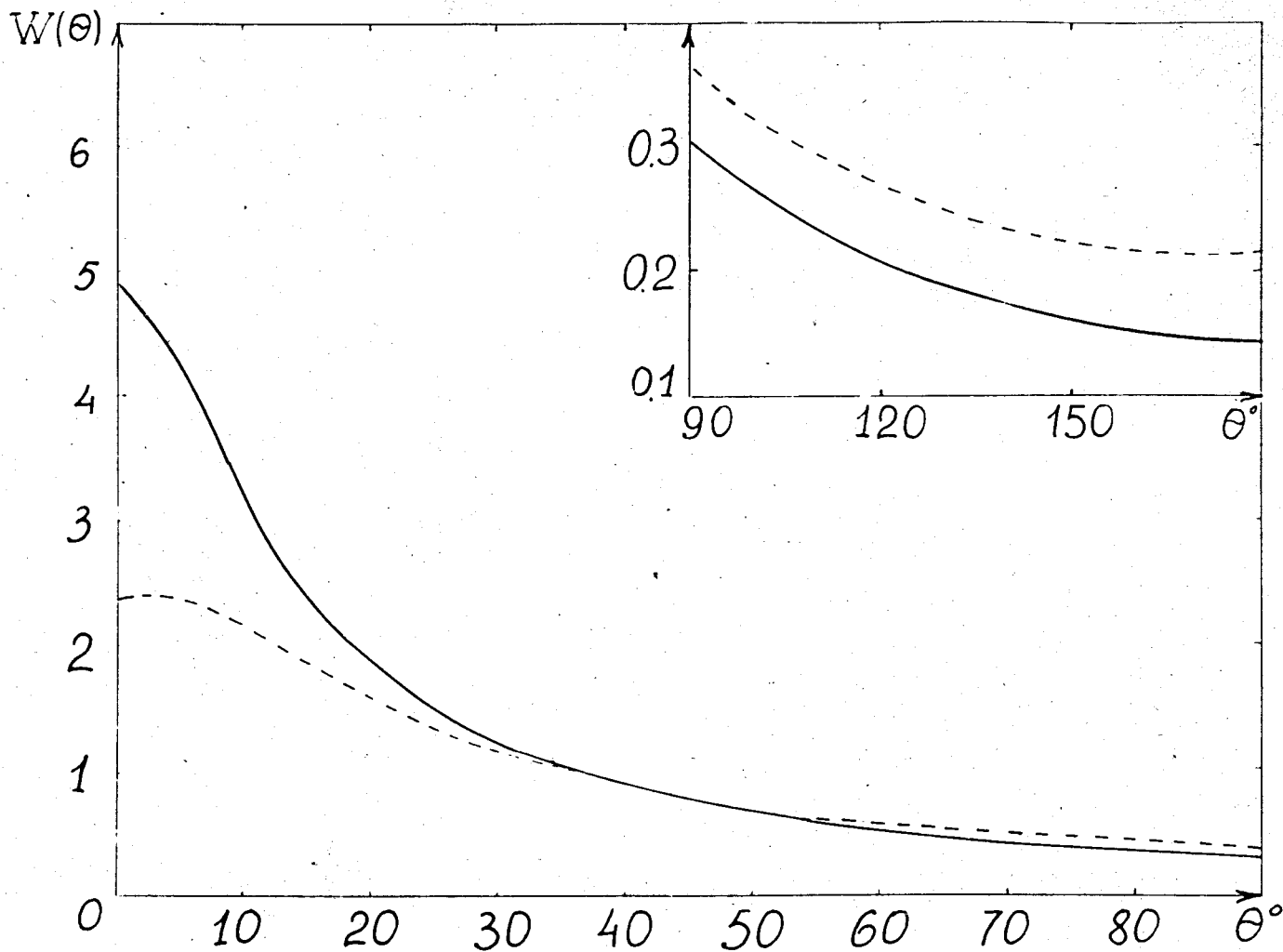


Рис. 7. Угловое распределение протонов отдачи (с.п.м.) при энергии падающего π^- -мезона $E_0 = 3$ Бэв (пунктир) и 16 Бэв (сплошная кривая). Значения даны в единицах Бэв/с.

Л и т е р а т у р а

1. D.I.Blokhintsev, CERN Symposium II, 155 (1956).
2. Д.И.Блохинцев, В.С.Барашенков, Б.М.Барбашов. УФН, 68, 417 (1959).
3. С.З.Беленький, В.М.Максименко, А.И.Никишов, И.Л.Розенталь. УФН, 62, 1 (1957).
4. V.S.Varashenkov, Nuovo Cim. 14, 656 (1959).
5. В.А.Беляков, Ван Шу-фень, В.В.Глаголев. ЖЭТФ,
6. Материалы X-й Международной конференции по физике высоких энергий, Рочестер, 1960.
7. R.Hagedorn, Fortschrine d. Phys. 9,1 (1961).
8. V.S.Varashenkov, Fortschrine d. Phys. 9, 42 (1961).
9. L.Rodberg, Phys.Rev.Lett. 3, 58 (1959).
10. В.М.Максименко, И.Л.Розенталь. ЖЭТФ, 39, 754 (1960).
11. В.С.Барашенков, В.М.Мальцев. Препринт ОИЯИ Р-724 (1961)
(будет опубликовано)
12. В.Б.Берестецкий, И.Я.Померанчук. ЖЭТФ, 39, 1078 (1960).

Рукопись поступила в издательский отдел
14 августа 1961 года.