



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

Ю.А. Батусов, С.А. Бунятов, До Ин Себ, В.М. Сидоров, В.А. Ярба

P-1260

ИССЛЕДОВАНИЕ ($\pi^+ - \pi^-$)-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
ПРИ НИЗКИХ ЭНЕРГИЯХ
МЕТОДОМ ЧУ И ЛОУ

ЖЭТФ, 1963, т45, №4, с913-920.

Дубна 1963 год

Ю.А. Батусов, С.А. Бунятов, До Ин Себ, В.М. Сидоров, В.А. Ярба

P-1260

ИССЛЕДОВАНИЕ ($\pi^+ - \pi^-$)-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
ПРИ НИЗКИХ ЭНЕРГИЯХ
МЕТОДОМ ЧУ И ЛОУ

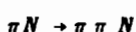
Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

Дубна 1963 год

1. В работе ^{/1/} изучался спектр масс системы из двух π^- -мезонов в интервале /280-350/ Мэв от реакции



при энергии первичного π^- -мезона 240 Мэв. Было показано, что матричный элемент реакции /1/ растет с увеличением массы / $\pi^+ \pi^-$ /-системы. Однако никаких пиков, свидетельствующих о резонансном характере / $\pi^+ \pi^-$ /-взаимодействия, в исследуемом интервале масс не обнаружено. Нерезонансный характер спектра масс в области низких энергий приводит к тому, что для получения количественных данных о / $\pi^+ \pi^-$ /-взаимодействии требуется более сложный анализ реакции /1/. В работе ^{/2/} показано, что изучая распределения по относительным импульсам вторичных частиц от реакции /1/ методом Ансельма и Грибова ^{/3/}, можно определить сечение процесса перезарядки вблизи порога $\pi^+ + \pi^- \rightarrow \pi^0 + \pi^0$ при нулевой энергии. Сечения упругого рассеяния π^- -мезонов на π^- -мезонах, в принципе при любых энергиях, в настоящее время могут быть определены только с помощью метода Чу и Лоу ^{/4/}. В литературе уже сообщались данные о сечениях процессов $\pi^+ + \pi^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^0$ ^{/5,6/} и $\pi^+ + \pi^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^+$ ^{/7/}, полученные из анализа реакций



этим методом. Цель настоящей работы состоит в том, чтобы путем экстраполяции по методу Чу и Лоу получить данные о сечениях процесса $\pi^+ + \pi^- \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ при низких энергиях. Как известно, идея метода Чу и Лоу состоит в выделении периферических столкновений, которые описываются однорезонансной диаграммой /рис. 1а/. До сих пор экстраполяционный метод Чу и Лоу применялся, в основном, в области достаточно больших энергий первичного π^- -мезона / ~ 1 Бэв/. Применение этого метода в области небольших энергий сопряжено с определенными трудностями. При низких энергиях длина волны падающего π^- -мезона сравнима с размерами нуклона и вследствие этого мала вероятность периферических столкновений. Однако вопрос о том, в какой области энергий и при каких переданных импульсах нуклону применим метод Чу и Лоу, в настоящее время может быть решен только экспериментальным путем.

2. В работе анализируются 545 событий, соответствующих реакции /1/ в области энергий от 210 до 310 Мэв. События регистрировались с помощью эмульсионных камер. Способ поиска и критерии отбора сообщались ранее ^{/8/}. Как показано в работе ^{/4/}, дифференциальное сечение реакции /1/ $\frac{d^2 \sigma}{dp^2 d\omega^2}$ для событий, описываемых однорезонансной диаграммой, при $p^2 \rightarrow -1$ стремится к пределу, полностью определяемому константой связи π^- -мезона с нуклоном / f^2 / и сечением упругого рассеяния π^- -мезона на π^+ -мезоне / $\sigma_{\pi^+ \pi^-}$ /

$$\lim_{p^2 \rightarrow -1} \frac{d^2 \sigma}{dp^2 d\omega^2} = \frac{f^2}{\pi} \frac{p^2}{(p^2 + 1)^2} \frac{\omega \sqrt{\frac{\omega^2}{4} - 1}}{q_0^2} \sigma_{\pi^+ \pi^-}(\omega). \quad /2/$$

Здесь p - изменение 4-импульса нуклона, ω - полная энергия двух π^- -мезонов в их системе покоя, q_0 - импульс первичного π^- -мезона в лабораторной системе координат. Все эти величины выражены в единицах массы

π -мезона^{x/}. Но точка $p^2 = -1$ расположена вне физической области и для того, чтобы определить $\sigma_{\pi^+\pi^-}$ при фиксированном ω приходится экстраполировать функцию

$$F(p^2, \omega^2) = \frac{\pi q_0^2}{f^2 \omega \sqrt{\frac{\omega^2}{4} - 1}} \frac{d^2 \sigma}{dp^2 d\omega^2} (p^2 + 1)^2 \quad /3/$$

из области $p^2 > 0$ в точку $p^2 = -1$. В этой точке $F(-1, \omega^2) = -\sigma_{\pi^+\pi^-}$. Основная трудность метода Чу и Лоу состоит в том, что теория не дает ответа на вопрос, как зависит F от p^2 в физической области, и поэтому не известно, каким образом экстраполировать функцию F . Обычно предполагают, что функция $F(p^2)$ аналитическая и, следовательно, может быть разложена в ряд по степеням p^2 . Ряд записывается в виде:

$$F(p^2) = A_0 + A_1(p^2+1) + A_2(p^2+1)^2 + \dots \quad \text{В этом случае при } p^2 = -1 \quad F(-1) = A_0 = -\sigma_{\pi^+\pi^-}.$$

Чтобы решить, какой степенью полинома следует ограничиться, вообще говоря, нужно последовательно брать полиномы более высокого порядка до тех пор, пока влиянием остальных членов ряда можно будет пренебречь. Однако практически из-за недостатка статистики ограничиваются квадратичным или линейным полиномом. При этом, естественно, возникает некоторая неопределенность в определении величины $\sigma_{\pi^+\pi^-}$.

3. Роль одномезонной диаграммы в физической области переданных импульсов пока неизвестна. В процесс $\pi N \rightarrow \pi \pi N$ могут давать вклад и другие более сложные диаграммы. Так, например, в работах Шнитцера и Гебеля^{/10,11/} для описания реакций $\pi N \rightarrow \pi \pi N$ в изучаемой нами области энергий наряду с одномезонной диаграммой /рис. 1а/ рассматривалась диаграмма с перерассеянием /рис. 1б/. Присутствие нескольких диаграмм усложняет описание процесса, в особенности из-за появления членов, представляющих собой интерференцию между матричными элементами различных диаграмм. Кроме того невозможно точно подсчитать даже одномезонную диаграмму: формула /2/ справедлива только в предельном случае. По этой причине сравнение расчетов по одномезонной диаграмме с экспериментом не дает возможности выяснить, является ли различие результатом вклада других диаграмм или оно возникает из-за приближенности подсчета одномезонной диаграммы /так называемое полюсное приближение/. На рис. 2 представлены распределения по ω^2 и p^2 для части событий, соответствующих реакции /1/, при средней энергии π -мезона /240 ± 15/ Мэв в сравнении с теоретическим расчетом по одномезонной диаграмме в предположении, что $\sigma_{\pi^+\pi^-}$ не зависит от ω и p . Как видно из рис. 2, экспериментальные распределения не описываются теоретическими кривыми и сдвинуты по сравнению с ними в сторону больших значений ω^2 и p^2 . /Вероятность согласия по χ^2 -критерию меньше 5%. Были проведены также расчеты в предположении, что $\sigma_{\pi^+\pi^-}$ падает / $\sigma_{\pi^+\pi^-} = \frac{1}{\omega^2}$ /или

^{x/} Следует отметить, что формула /2/ верна, если только предположить, что никакие другие диаграммы не имеют особенностей в области, близкой к полюсу $p^2 = -1$. На самом деле справедливость этого предположения не очевидна и присутствие других диаграмм усложняет вопрос. Так, например, Ландшоф и Трейман^{/8/} показали, что в амплитуде диаграммы /рис. 1б/ могут возникать точки ветвления, довольно близкие к полюсу.

растет / $\sigma_{\pi^+ \pi^-} \approx \omega^2$ / в зависимости от ω . Но так как сама величина ω меняется слабо /от 2 до 2,8/, то и при этих предположениях теоретические распределения лишь незначительно сдвигаются в ту или иную сторону, и согласия с экспериментом добиться не удастся. Таким образом распределения по ω^2 и p^2 показывают, что процесс $\pi N \rightarrow \pi \pi N$ в рассматриваемой области энергий не может быть описан только одномезонной диаграммой в полюсном приближении.

4. Обычно для повышения относительной роли одномезонной диаграммы выделяют события с малой передачей импульса нуклону $p^2 < 7-10$ в надежде, что для этих событий влияние полюса будет достаточно велико. Мы также отобрали две группы событий с относительно малыми передачами импульса. Одна группа с $p^2 \leq 7$ /348 событий/ и вторая группа с $p^2 \leq 4$ или 5 /если энергия первичного π^- -мезона меньше 260 Мэв, отбирались события с $p^2 \leq 4$, если же энергия больше 260 Мэв, требовалось, чтобы p^2 было ≤ 5 . Всего в эту группу отобрано 146 событий/. Максимальное $p^2 = 13$. В первой группе событий угловое распределение нейтронов в с.д.м. изотропное. Во второй группе нейтроны летят в заднюю полусферу, что более характерно для периферических столкновений. Но как видно из рис. 2, распределение по p^2 , рассчитанное по одномезонной диаграмме, слабо отличается от статистического распределения, и поэтому отбор событий с малой передачей импульса нуклону в изучаемой области энергий может оказаться мало эффективным для повышения роли одномезонной диаграммы. По этой причине следует предварительно убедиться, что в отобранных событиях роль одномезонных взаимодействий действительно велика.

5. Этот вопрос обсуждался, например, в работе Граменицкого, Подгорецкого и Хрусталева /12/, в которой предлагалось проверять выполнение так называемой "изобарной кинематики" в событиях с малой передачей импульса нуклону. Наличие большого числа событий, удовлетворяющих кинематическим соотношениям, связанным с распадом "изобары", свидетельствовало бы о большом вкладе диаграммы с перерасеянием /рис. 16/. Недавно Трейман и Янг /13/ предложили более общий и довольно простой критерий для проверки роли одномезонной диаграммы. Этими авторами было замечено, что так как в одномезонной диаграмме обмен между частицами, исходящими из мезонной и нуклонной вершин, осуществляется посредством бесспиновой частицы / π^- -мезона /, то между этими группами частиц не должно быть никакой связи кроме кинематической. Следовательно, не должно быть корреляций между плоскостями, которые образуют траектории этих частиц. В частности, в антилабораторной системе координат /система покоя первичного π^- -мезона/ распределение по углам между плоскостью, образованной траекториями нуклона до и после столкновения, должно быть изотропным, если процесс обусловлен одномезонной диаграммой. Нами было построено угловое распределение между указанными выше плоскостями в антилабораторной системе координат как для событий с малыми передачами импульса / $p^2 \leq 5$ и $p^2 \leq 7$ /, так и для событий, с относительно большими передачами импульса нуклону / $p^2 > 7$ /. Все распределения, построенные с интервалом разбиения 20° , в пределах статистических ошибок оказались изотропными. Однако подсчет показал, что ошибки в определении угла между плоскостями в антилабораторной системе координат намного превышают интервал разбиения и фактически величина угла не опреде-

лена. Это связано с тем, что в антилабораторной системе координат из-за кинематических ограничений очень мал угол между траекториями нуклона до и после столкновения. При наших энергиях этот угол не превышает 6° , что приводит к тому, что плохо определяется плоскость, образованная траекториями нуклона. Аналогичные трудности, по-видимому, имеются и при более высоких энергиях, ^{/7,15/} так как даже в предельном случае в $\pi - N$ /-столкновениях нуклон в антилабораторной системе координат не может изменить свое первоначальное направление на угол, больший чем $8,5^\circ$.

6. Таким образом, с помощью критерия Треймана и Янга нам не удалось выявить, как меняется роль одномезонной диаграммы в зависимости от p^2 . Однако в дальнейшем для получения сведений о $\pi^+ - \pi^-$ /- взаимодействии анализировались события с относительно малыми передачами импульса нуклону $p^2 \leq 7$ и $p^2 \leq 5$ /-. Для того, чтобы анализировать события с различными первичными энергиями, все события были разбиты на шесть интервалов по первичной энергии π^- -мезона: /210-230/, /230-245/, /245-260/, /260-280/, /280-295/, /295-310/ Мэв. Для каждого интервала была построена кинематическая область в плоскости p^2 , ω^2 и распределение событий в каждой кинематической области. Затем строилась функция $F(p^2, \omega^2)$ для всех кинематических областей. Полные сечения реакции /1/ в каждой из кинематических областей принимались соответственно равными: /0,03 ± 0,01/, /0,07 ± 0,02/, /0,12 ± 0,02/, /0,25 ± 0,03/, /0,40 ± 0,04/, /0,54 ± 0,05/ мб. Величина ω^2 максимально изменяется от 4 до 7. Среднее значение ω^2 по всем кинематическим областям равно 5,8. Ввиду недостаточной статистики мы ограничились линейным разложением функции F : $F(p^2, \omega^2) = A_0 + A_1(p^2 + 1)$. Экстраполяционная линия для интервала $\omega^2 = /4 - 7/$ представлена на рис. 3 для двух групп событий: $p^2 < 7$ и $p^2 < 5$. Указанные на рис. 3 точки $F(p^2)$ являются средними значениями по всем кинематическим областям. Результаты экстраполяции представлены в таблице 1. Экспериментальные точки вполне удовлетворительно описываются функцией $F = A_0 + A_1(p^2 + 1)$. Величина сечения процесса $\pi^+ + \pi^- \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ в интервале $\omega^2 = /4-7/$ равна /39 ± 6/ мб для событий с $p^2 \leq 7$ и /30 ± 3/ мб для событий с $p^2 \leq 5$. Эти два сечения в пределах ошибок не различаются, но все-таки предпочтение следует отдать сечению, полученному из анализа событий с меньшими передачами импульса, т.е. с $p^2 \leq 5$.

7. В амплитуде процесса $\pi N \rightarrow \pi \pi N$, кроме полюса, ближайшей простейшей особенностью является разрез от $p^2 = -9$ до ∞ . Для того, чтобы улучшить сходимость ряда $F(p^2)$, мы использовали разложение функции F по новой переменной W , которая конформно отображает плоскость p^2 с разрезом -9 до ∞ в круг единичного радиуса. При этом точка $p^2 = -1$ отображается в центр круга, а линия разреза в границу круга ^{xx/}. Функция W получена В.А. Мещеряковым:

$$W = \frac{\frac{18}{p^2} - \frac{6}{p^2} \sqrt{p^2 + 9} + 1,03}{1 + 0,03 \left(\frac{18}{p^2} - \frac{6}{p^2} \sqrt{p^2 + 9} + 1 \right)} \quad /4/$$

x/ Это следует из соотношения между предельными углами $\sin \theta$ а.л. $= \frac{m\pi}{M\pi} \sin \theta_{л.и}$ того факта, что предельный угол в лабораторной системе $\theta_{л.и}$ равен 90° .

xx/ Метод конформного отображения для аналогичной задачи - определения константы связи $(\pi - N)$ -рассеяния был предложен Фрезером /14/.

Экстраполяционная линия, полученная с помощью полинома $F(W) = A'_0 + A'_1 W$, показана пунктиром на рис. 3. Результаты экстраполяции представлены в таблице 1. Экспериментальные данные также вполне удовлетворительно описываются полиномом $F(W)$. Сечение $\sigma_{\pi^+ \pi^-}$, полученное экстраполяцией полиномом $F(W)$, в пределах ошибок не отличается от данных, полученных с помощью полинома $F(p^2)$. Значения $\chi^2/\bar{\chi}^2$ практически не различаются. По этой причине в дальнейшем обсуждаются средние значения $\sigma_{\pi^+ \pi^-}$ по результатам обеих экстраполяций. Среднее значение сечения процесса $\pi^+ + \pi^- \rightarrow \pi^+ + \pi^-$, полученное в результате линейной экстраполяции для интервала $\omega^2 = /4-7/$ и $p^2 < 5$, равно $/34 \pm 9/$ мб.

8. Мы попытались сравнить наш результат с оценками сечения $\sigma_{\pi^+ \pi^-}$, полученными из анализа реакции /1/ при высоких энергиях первичного π^- -мезона, хотя данных о $\sigma_{\pi^+ \pi^-}$, полученных с помощью экстраполяции, не существует. Имеются лишь данные по суммарному сечению реакции $\bar{\sigma} = \frac{2\sigma_{\pi^+ \pi^-} + \sigma_{\pi^- \pi^0}}{3}$, полученные в результате применения формулы /2/ в физической области. Эти сечения для ω^2 в интервале /17/ /4-7/ равны $/80 \pm 30/$ мб по результатам работы /16/ и $/35 \pm 8/$ мб по результатам работы /17/. Если воспользоваться сечением $\sigma_{\pi^- \pi^0}$, полученным при больших энергиях в работе /18/, также используя формулу /2/ в физической области, то из этих данных можно получить следующие оценки для $\sigma_{\pi^+ \pi^-}$: $/115 \pm 40/$ мб по работам /16 и 18/ и $/45 \pm 12/$ по работам /17 и 18/. Как видно, наш результат лучше согласуется со второй оценкой. Однако ошибки достаточно велики и поэтому для количественного сравнения результатов необходимо уточнить все эти данные.

9. Для выяснения энергетической зависимости $\sigma_{\pi^+ \pi^-}$ экспериментальные данные были разбиты на два интервала по величине ω^2 : от 4 до 5,5 и от 5,5 до 7. Экстраполяционные кривые для двух групп событий с $p^2 \leq 7$ и $p^2 \leq 5$ показаны на рис. 3. Результаты экстраполяции приводятся в таблице 1. Как видно из таблицы, сечение $\sigma_{\pi^+ \pi^-}$ для событий с $p^2 \leq 7$ растет с увеличением ω . Качественно такие же результаты получаются и для группы событий с $p^2 \leq 5$, хотя разность сечений для двух интервалов по ω^2 не превышает ошибки.

10. Из данных при высоких энергиях первичного π^- -мезона трудно получить сведения об энергетической зависимости $\sigma_{\pi^+ \pi^-}$ в интервале $\omega^2 = /4-7/$. Однако в более широком интервале ω^2 можно утверждать, что среднее сечение $\sigma = \frac{2\sigma_{\pi^+ \pi^-} + \sigma_{\pi^- \pi^0}}{3}$ падает с ростом ω . Так как сечение $\sigma_{\pi^- \pi^0}$ /18/ мало и примерно постоянно в области малых ω , то можно считать, что $\sigma_{\pi^+ \pi^-}$ также падает с увеличением ω в указанном интервале. Для устранения этих разногласий прежде всего следует уточнить данные как при высоких, так и при низких энергиях первичного π^- -мезона. Возможно, что причина противоречий состоит в том, что при низких энергиях вклад одномезонных взаимодействий даже при небольших передачах импульса нуклону мал и линейная экстраполяция недостаточна для получения количественных сведений о $(\pi^+ - \pi^-)$ -рассеянии.

11. Интересно сравнить наши результаты с результатами работы /19/, в которой реакция /1/ изучалась с помощью искровых камер при энергии первичного π^- -мезона 310 Мэв. Сечение $\sigma_{\pi^+ \pi^-}$ исследовалось в интервале $\omega^2 = /4-5/$ с помощью фор-

мулы Чу-Лоу в физической области для очень малых передач импульса нуклоны:

$p^2 \approx 0,3-2,0/$. Основные результаты ^{/19/} можно сформулировать следующим образом:

- 1/ Имеется резкий спад сечения $\sigma_{\pi^+ \pi^-}$ с ростом ω .
- 2/ Возможно, имеется резонанс при $\omega^2 = 4,2$.

Для сравнения с этими результатами мы также использовали формулу Чу-Лоу в физической области для группы событий с $p^2 \leq 4$ / $\bar{p}^2 = 2,6/$ при средней энергии первичного π^- -мезона 240 Мэв. Сечение $\sigma_{\pi^+ \pi^-}$ в интервале ω^2 от 4 до 5, полученное таким образом, представлено на рис. 4. Абсолютные величины $(\pi^+ \pi^-)$ -сечений получаются меньше, чем при экстраполяции, но энергетический ход $\sigma_{\pi^+ \pi^-}$ сохраняется. Как и в случае экстраполяции, $\sigma_{\pi^+ \pi^-}$ растет с увеличением ω и нет никаких указаний на резонанс в области малых ω^2 .

Однако детально обсуждать причину различий преждевременно, так как данные работы ^{/19/} получены на полиэтиленовой мишени, а окончательная обработка опыта с водородной мишенью пока не завершена. Этот вопрос обсуждался с авторами работы ^{/19/}.

В заключении авторы благодарят Л.Л. Неменова за помощь при облучении эмульсионных камер, А.В. Ефремова, Л.И. Липидуса, В.А. Мещерякова, Р.М. Рындина, И.Н. Силина, С.Н. Соколова за полезные обсуждения; Е.А. Логинову за проведение расчетов на электронно-счетной машине.

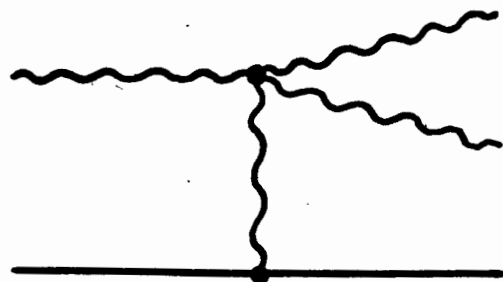
Л и т е р а т у р а

1. Ю.А. Батусов, С.А. Бунятов, В.М. Сидоров, В.А. Ярба. ЖЭТФ 43, 2015, 1962.
 2. Ю.А. Батусов, С.Я. Бунятов, В.М. Сидоров, В.А. Ярба. ЖЭТФ 39, 506, 1960.
 3. А.А. Ансельм, В.Н. Грибов. ЖЭТФ 37, 501, 1959.
 - ④ G.F.Chew, F.E.Low. Phys. Rev. 113, 1640 (1959).
 5. J.A.Anderson, V.X.Bang, P.G.Burce, D.D.Carmony and N.Schmitz. Phys. Rev. Lett. 6, 365 (1961).
 6. D.D.Carmony and R.T.Van de Walle. Phys. Rev. 127, 959 (1962).
 7. J.Kirz, J.Schwartz, R.D.Tripp. Phys. Rev. 126, 763 (1962).
 8. Ю.А. Батусов, Н.П. Богачев, С.А. Бунятов, В.М. Сидоров, В.А. Ярба. ДАН СССР 133, 52, 1960.
 9. P.V.Landshoff, S.B.Treiman. Nuovo Cim. 19, 1249 (1961).
 10. C.J.Goebel and H.J.Schnitzer. Phys. Rev. 123, 1021 (1961).
 11. H.J.Schnitzer. Phys. Rev. 125, 1059 (1962).
 12. И.М. Граменицкий, М.И. Подгорецкий, О.А. Хрусталеv. Препринт ОИЯИ Р-699, 1961.
 13. S.B.Treiman and C.V.Yang. Phys. Rev. Lett. 8, 140 (1962).
 14. W.R.Frazer. Phys. Rev. 123, 2180 (1961).
 15. L.A.Auerbach, T.E.Elief, W.B.Johnson, J.Iach, C.E.Wiegand, and T.Ypsilantis. Phys. Rev. Lett. , 9, 173 (1962).
 16. A.R.Erwin, R.March, W.D Walker, E.West. Phys. Rev. Lett. , 6, 628 (1961).
 17. N.Pickup, D.K.Robinson , E.O.Salant. Phys. Rev. Lett. 7, 192 (1961). Phys. Rev. Lett., 7, 472 (1961).
 18. J.Alitti et al., Nuovo Cim. 25. 365 (1962).
 19. А.В. Арефьев, Ю.Д. Баюков, Ю.М. Зайцев, М.С. Козодаев, Г.А. Лексин, В.Т.Осипенков, Д.А. Сучков, В.В. Теленков, Б.Б. Федоров, Препринт ИТЭФ № 95, 1962. Proc. of 1962 Intern. Conf. on High-Energy Phys. at CERN p. 112, 1962.
- Г.А. Лексин. Статья в сборнике "Вопросы физики элементарных частиц" стр. 42-53, г. Ереван, 1962 г.

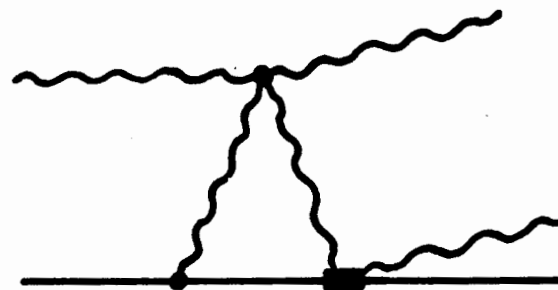
Т а б л и ц а 1

Результаты экстраполяции

Экстраполя- ционный по- лином	$F = A_0 + A_1 (p^2 + 1)$			$F = A'_0 + A'_1 W$		$\bar{\sigma}_{\pi\pi}$ [мб]	Число со- бытий
	$\Delta\omega^2$	$\sigma_{\pi\pi}$	$\frac{\chi^2}{\bar{\chi}^2}$	$\sigma_{\pi\pi}$	$\frac{\chi^2}{\bar{\chi}^2}$		
	[μ^2]	[мб]		[мб]			
$p^2 \leq 7$	4 ÷ 7	39 ± 6	1,6	52 ± 8	1,6	44 ± 7	346
	4 ÷ 5,5	32 ± 6	1,2	41 ± 8	1,3	35 ± 7	238
	5,5 ÷ 7	99 ± 36	1,4	141 ± 45	1,4	115 ± 41	108
$p^2 \leq 5$	4 ÷ 7	30 ± 8	1,2	39 ± 10	1,2	34 ± 9	156
	4 ÷ 5,5	22 ± 8	1,0	29 ± 10	1,0	25 ± 9	107
	5,5 ÷ 7	88 ± 52	0,6	120 ± 64	0,7	101 ± 58	49



а



б

Рис. 1. Диаграмма процесса $\pi N \rightarrow \pi\pi N$
 а/полюсная диаграмма
 б/диаграмма с перерассеянием.

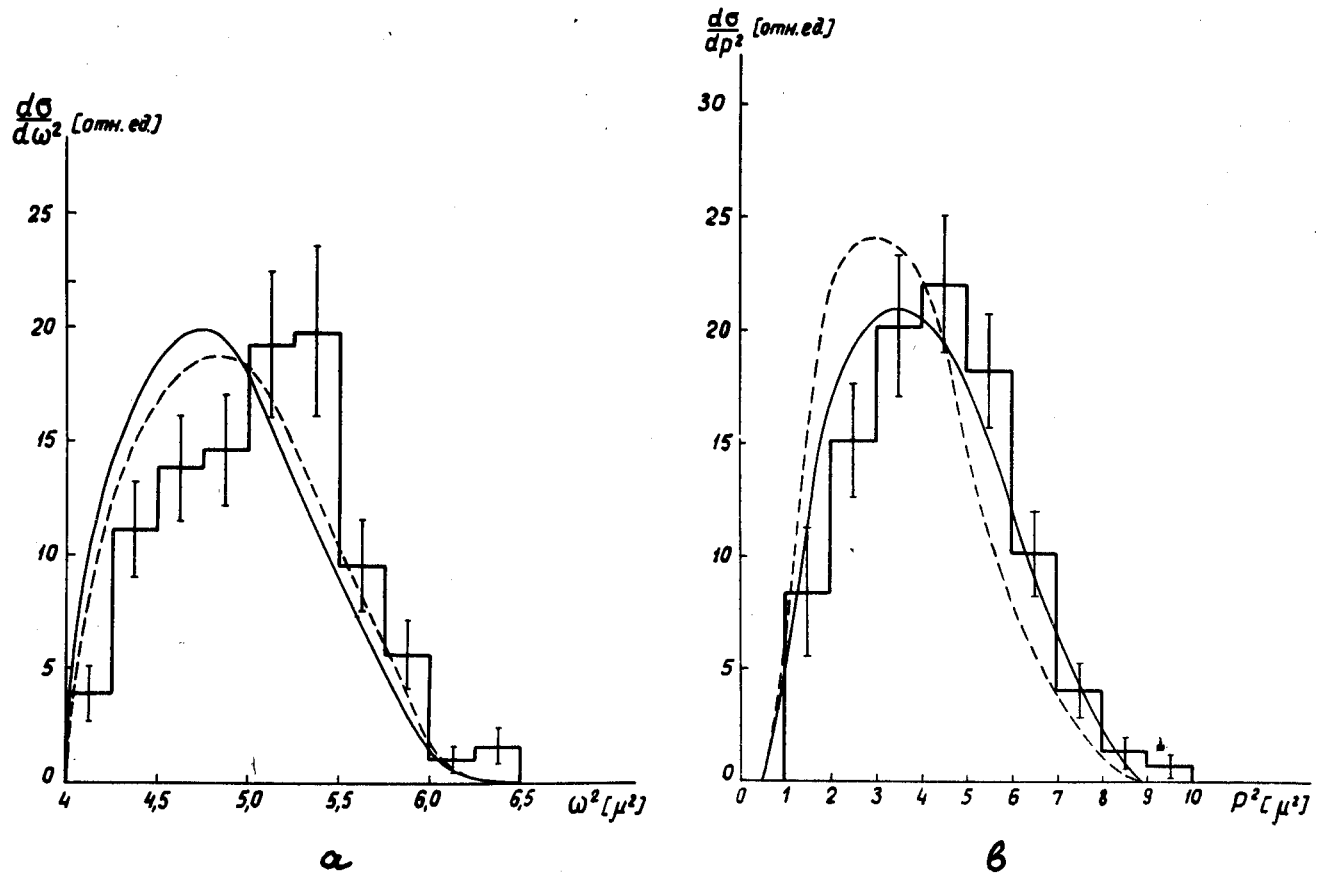


Рис. 2. Распределение событий от реакции $\pi^- + p \rightarrow \pi^+ + \pi^- + n$ при средней энергии $\sqrt{240+15}$ Мэв. а/по величине ω^2 ; б/по величине p^2 .

Гистограмма — эксперимент; плавная кривая — фазовый объем; пунктир — расчет по одномезонной диаграмме с постоянным

$\sigma_{\pi^+\pi^-}$. Гистограмма и кривые нормированы на одинаковую площадь.

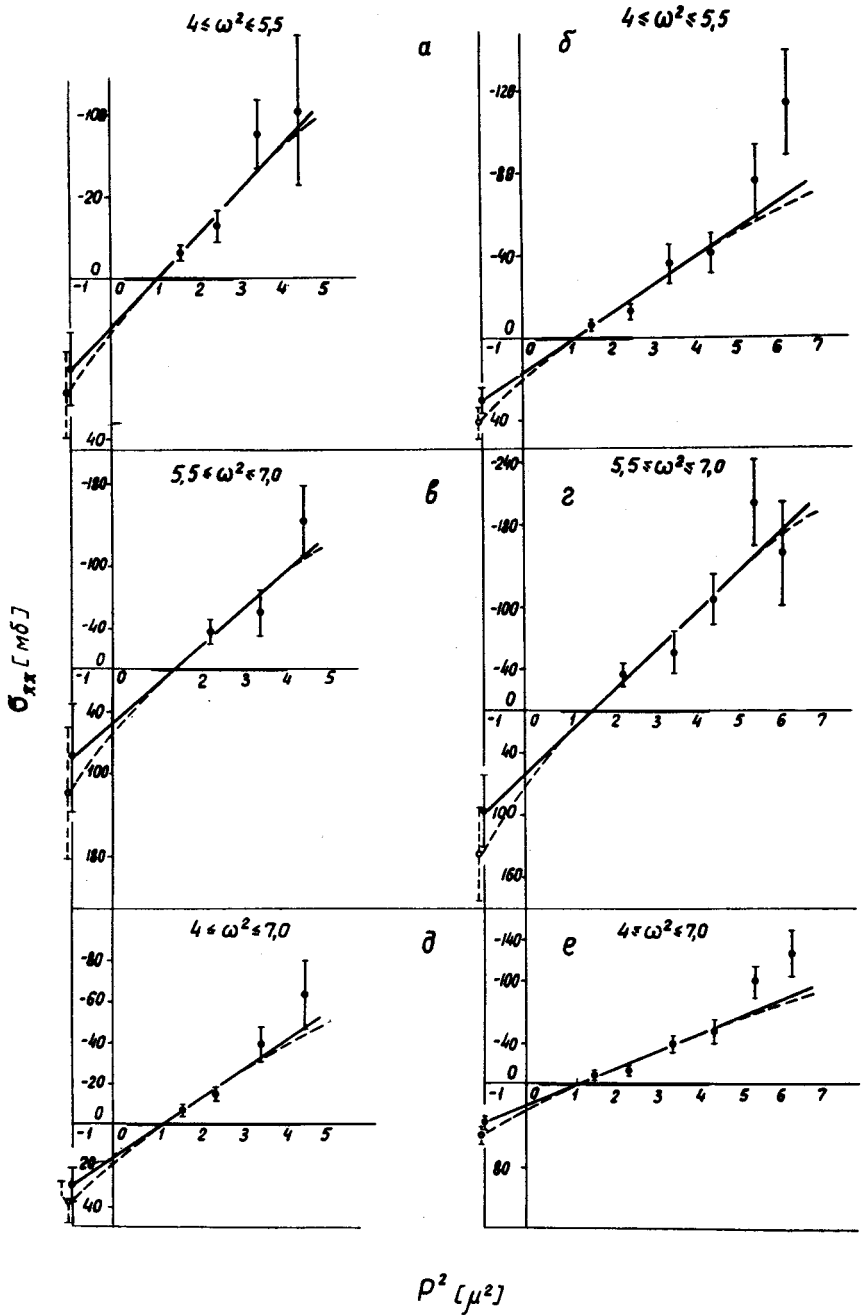


Рис. 3. Экстраполяция функции $F(p^2, \omega^2)$
 Сплошная линия - полином $F(p^2, \omega^2) = A_0 + A_1(p^2 + 1)$.
 Пунктир - полином $F(W, \omega^2) = A'_0 + A'_1 W$
 а, в, д - для группы событий с $p^2 \leq 5$;
 б, г, е - для группы событий и $p^2 \leq 7$.
 Утолщенная линия на оси абсцисс соответствует интервалу
 минимальных значений p^2 для данного интервала ω^2

$\sigma_{\pi\pi}$ [мб]

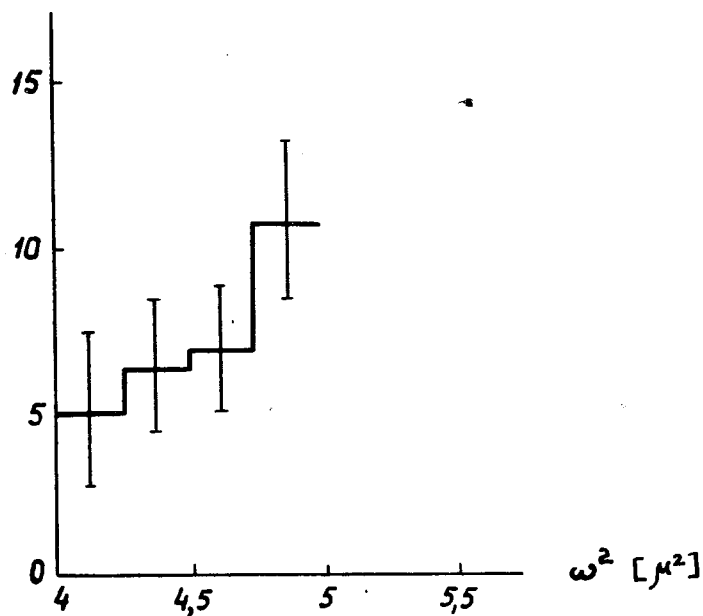


Рис. 4. Зависимость сечения процесса $\pi^+ + \pi^- \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ от величины ω^2 , полученная в результате применения формулы Чу и Лоу в физической области импульсов ($p^2 < 4$) при энергии первичного π^- -мезона 240 ± 15 Мэв.

Рукопись поступила в издательский отдел
3 апреля 1963 года.