

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P-2454



В.А. Жуков, Л.Л. Неменов, Юань Жун-фан

АНАЛИЗ РЕАКЦИЙ $\pi N \rightarrow \pi_1 \pi_2 N'$
В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ ДО 1 ГЭВ

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

1965

P-2454

В.А. Жуков, Л.Л. Неменов, Юань Жун-фан

АНАЛИЗ РЕАКЦИЙ $\pi N \rightarrow \pi_1 \pi_2 N'$
В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ ДО 1 ГЭВ

Направлено в ЯФ

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

Сравнение энергетических спектров (πN) - пар от реакций $\pi N \rightarrow \pi_1 \pi_2 N'$ с предсказаниями изобарной модели /3/ приводит к заключению, что существенную роль в таких процессах играет пион-нуклонное резонансное состояние с $T = J = 3/2$. В рамках изобарной модели образование мезонов мезонами в неупругих (πN) - столкновениях описывается диаграммами Фейнмана /1/ (рис. 1), соответствующими двум возможным изобарным каналам.

В работе /2/ было предложено определять сечения изобарных каналов, анализируя разность распределений по эффективным массам ($\pi_1 N'$) - и ($\pi_2 N'$) - пар. Этот анализ может быть проведен, если выполняются следующие условия: а) вклад неизобарных каналов взаимодействия (рассматриваемых как фоновые) входит симметрично в оба распределения, б) отсутствует интерференция между фоновыми и изобарными каналами и в) отсутствует интерференция между самими изобарными каналами. При выполнении этих условий разностное распределение должно описываться формулой:

$$\Delta = \frac{d\tau}{d\omega_{\pi_1 N'}} - \frac{d\sigma}{d\omega_{\pi_2 N'}} = (\sigma_{(\pi_1 N')\pi_2} - \sigma_{(\pi_2 N')\pi_1}) \chi(|f_1|^2 - |f_2|^2), \quad (1)$$

где $\omega_{\pi_1 N'}$ и $\omega_{\pi_2 N'}$ - соответственно полные энергии $\pi_1 N'$ и $\pi_2 N'$ в их с.п.и.; $\sigma_{(\pi_1 N')\pi_2}$ и $\sigma_{(\pi_2 N')\pi_1}$ - сечения образования изобар, распадающихся на $\pi_1 N'$ и $\pi_2 N'$; $|f_1|^2$ и $|f_2|^2$ - нормированные на единицу функции, первая из которых описывает распределение по полной энергии в с.п.и. π - мезона и нуклона, возникших в результате распада изобары, а вторая - распределение по полной энергии в с.п.и. нуклона и π - мезона, образовавшегося одновременно с изобарой. Величина, стоящая в левой части формулы, определяется экспериментально, а разность функций $|f_1|^2 - |f_2|^2$ может быть вычислена по изобарной модели /3/.

Среди процессов неупругого (πN) - рассеяния наиболее доступными для экспериментального изучения являются реакции взаимодействия заряженных π - мезонов с протонами:

$$\pi^- + p \rightarrow \pi^- + \pi^+ + p, \quad (2a)$$

$$\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + \pi^- + p, \quad (2б)$$

$$\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + \pi^0 + p, \quad (2в)$$

$$\pi^+ + p \rightarrow \pi^+ + \pi^0 + p, \quad (2г)$$

$$\pi^+ + p \rightarrow \pi^+ + \pi^+ + p. \quad (2д)$$

Сечения, соответствующие каждому из изобарных каналов реакций (2), могут быть выражены через амплитуды $A_{3/2}^{3/2}$ и $A_{3/2}^{1/2}$ (где верхние индексы означают полный изотопический спин начальной системы, а нижние - полный изотопический спин вторичных (πN)-систем) и фазовый сдвиг между ними ϕ :

$$\sigma_{(\pi^- p)\pi^+} = \frac{2}{15} |A_{3/2}^{3/2}|^2 + 2\sqrt{\frac{2}{45}} |A_{3/2}^{3/2}| |A_{3/2}^{1/2}| \cos \phi + \frac{1}{3} |A_{3/2}^{1/2}|^2, \quad (3a)$$

$$\sigma_{(\pi^- p)\pi^-} = \frac{8}{135} |A_{3/2}^{3/2}|^2 - \frac{4}{9} \sqrt{\frac{2}{45}} |A_{3/2}^{3/2}| |A_{3/2}^{1/2}| \cos \phi + \frac{1}{27} |A_{3/2}^{1/2}|^2, \quad (3б)$$

$$\sigma_{(\pi^0 p)\pi^-} = \frac{16}{135} |A_{3/2}^{3/2}|^2 - \frac{8}{9} \sqrt{\frac{2}{45}} |A_{3/2}^{3/2}| |A_{3/2}^{1/2}| \cos \phi + \frac{2}{27} |A_{3/2}^{1/2}|^2, \quad (3в)$$

$$\sigma_{(\pi^- p)\pi^0} = \frac{1}{135} |A_{3/2}^{3/2}|^2 - \frac{2}{9} \sqrt{\frac{2}{45}} |A_{3/2}^{3/2}| |A_{3/2}^{1/2}| \cos \phi + \frac{2}{27} |A_{3/2}^{1/2}|^2, \quad (3г)$$

$$\sigma_{(\pi^0 p)\pi^0} = \frac{2}{135} |A_{3/2}^{3/2}|^2 - \frac{4}{27} \sqrt{\frac{2}{5}} |A_{3/2}^{3/2}| |A_{3/2}^{1/2}| \cos \phi + \frac{4}{27} |A_{3/2}^{1/2}|^2, \quad (3д)$$

$$\sigma_{(\pi^+ p)\pi^0} = \frac{3}{5} |A_{3/2}^{3/2}|^2, \quad (3e)$$

$$\sigma_{(\pi^0 p)\pi^+} = \frac{4}{15} |A_{3/2}^{3/2}|^2, \quad (3ж)$$

$$\sigma_{(\pi^+ p)\pi^+} = \frac{2}{15} |A_{3/2}^{3/2}|^2. \quad (3з)$$

Если имеются распределения по эффективным массам (πN) - пар для реакций (2a), (2б) и (2г), то разностный анализ позволяет определить величины $\sigma_{(\pi^- p)\pi^+}$, $\sigma_{(\pi^- p)\pi^-}$, $\sigma_{(\pi^0 p)\pi^-}$, $\sigma_{(\pi^- p)\pi^0}$ и $\sigma_{(\pi^+ p)\pi^0} - \sigma_{(\pi^0 p)\pi^+}$, а по ним найти $|A_{3/2}^{3/2}|$, $|A_{3/2}^{1/2}|$ и ϕ , пользуясь формулами (3a, б, в, г, е, ж). По найденным изотопическим амплитудам и фазовому сдвигу между ними можно вычислить сечения отдельных изобарных каналов. Чтобы почувствовать влияние неизобарных каналов взаимодействия и интерференционных эффектов, представляет интерес сравнить полные сечения отдельных реакций с суммами сечений соответствующих изобарных каналов. При выполнении условий (a, б, в) применимости формулы (1) анализ позволяет выделить вклад резонанса $N_{3/2}^*$ в присутствии других механизмов неупругих процессов даже в том случае, когда их вклады в полное сечение существенно превосходят вклад от изобарных каналов.

В настоящей работе разностному анализу был подвергнут ряд экспериментальных данных ^{/4-8/} по неупругим (πp)-реакциям в области энергий налетающих π -мезонов до 1 Гэв. Для вычисления функций $|f_1|^2$ и $|f_2|^2$ использовалась изобарная модель Линденбаума и Штерхаймера ^{/3/}. Соответствующие гистограммы и кривые, полученные на основании обработки энергетических спектров (πN)-систем ^{/4-8/}, а также импульсных распределений π -мезонов ^{/7,8/} от реакций (2a, б, г) приведены на рис. 1 и 2. На этих графиках по осям ординат отложена величина, равная разности Δ (см. формулу 1), деленной на полное число случаев N , обнаруженных в соответствующей реакции. Изобарные кривые были рассчитаны только для интервалов энергий 290 - 480 Мэв и 780 - 900 Мэв. Кривые при энергиях 290, 338 и 360 Мэв взяты из работ ^{/2,5/}. Хорошее совпадение в пределах имеющегося статистического материала вычисленных кривых с экспериментальными распределениями указывает на выполнение условий а, б, в применимости формулы (1). Анализ в области энергий от 480 до 780 Мэв не проводился по следующим причинам: 1) в районе 550 Мэв функции $|f_1|^2$ и $|f_2|^2$ близки одна к другой (их максимумы находятся при одном и том же значении эффективной массы (πN)-системы), и требование отсутствия интерференции между изобарными каналами мало оправдано; 2) даже при отсутствии интерференции функции $|f_1|^2$ и $|f_2|^2$ в окрестности 550 Мэв должны быть вычислены с большой точностью, чтобы их разность, составляющая малую величину от самих функций, имела небольшую ошибку. 3) Анализ осложняется и тем, что в некоторых случаях (при энергиях 605 и 673 Мэв) сами экспериментальные разности имеют низкую точность.

Результаты анализа представлены в таблице, во 2-ой, 3-ей и 4-ой строках которой приведены величины $\sigma_{(\pi_1 N')\pi_2} - \sigma_{(\pi_2 N')\pi_1}$, вычисленные по формуле (1); в 5-ой, 7-ой, 9-ой, 11-ой и 13-ой строках - суммы сечений изобарных каналов, полученные с помощью соотношений (3) (в ряде случаев с некоторыми предположениями); а в 6, 8, 10, 12 и 14-ой строках - экспериментальные значения полных сечений соответствующих реакций.

Рассмотрим вначале данные таблицы при энергиях до 480 Мэв. В этой области энергий наиболее изученной реакцией является (2а). Данные по энергетическим спектрам вторичных частиц, полученные на основании небольшого статистического материала для реакции (2б) имеются только при энергиях $338^{/5/}$ и $450^{/8/}$ Мэв, а данные для реакции (2в) полностью отсутствуют. Поэтому полный анализ в области энергий до 480 Мэв провести невозможно. В работах $/2,5/$ были приведены аргументы в пользу того, что при энергии 338 Мэв доминирующим состоянием начальной (πp) -системы, из которого происходят изобарные переходы, является состояние с $T = 1/2$. Поэтому в области энергий до 480 Мэв сравнение сумм сечений изобарных каналов с полными сечениями (πp) -реакций проводилось в предположении, что амплитуда $A_{3/2}^{3/2} = 0$.

Во второй строке таблицы приведены разности сечений $\sigma_{(\pi^+ n) \pi^+} - \sigma_{(\pi^+ n) \pi^-}$, определенные по формуле (1) из анализа энергетических распределений $(\pi^+ n)$ -пар для реакции (2а). С помощью этих разностей по формулам (3а,б) в предположении, что $A_{3/2}^{3/2} = 0$, были определены величины $|A_{3/2}^{3/2}|^2$, а по ним найдены $\sigma_{(\pi^+ n) \pi^+}$ и $\sigma_{(\pi^+ n) \pi^-}$.

Сопоставим теперь суммы сечений изобарных каналов с полными сечениями (строки 5,6) для реакции (2а) при разных энергиях. Видно, что в интервале энергий 290-360 Мэв полные сечения превосходят суммы изобарных сечений, что, естественно, может быть связано с наличием других взаимодействий и в первую очередь с взаимодействием двух π -мезонов в состоянии $T = 0^{/6,10-12/}$.

Если $(\pi\pi)$ -взаимодействие при этих энергиях в состоянии $T = 0$ велико, то сумма сечений изобарных каналов в реакции (2в) должна быть также меньше полного сечения этой реакции. Как видно из таблицы (строки 9 и 10), для реакции (2в) вычисленная сумма изобарных сечений при энергии 360 Мэв значительно меньше экспериментального полного сечения при энергии 374 Мэв, полученного в работе $/13/$. В этой же работе наблюдалось сильное взаимодействие двух π -мезонов в конечном состоянии в реакции (2в).

В реакции (2б) $(\pi\pi)$ -взаимодействие в состоянии $T = 0$ запрещено, поэтому сумма сечений изобарных каналов должна совпадать с полным сечением реакции. Как видно из таблицы (строки 7,8), в интервале энергий 290-360 Мэв такое совпадение наблюдается. В эксперименте $/5,8/$ также не обнаружено проявления $(\pi\pi)$ -взаимодействия в спектре масс $(\pi^0 \pi^-)$ -пар от реакции (2б).

При энергии 430 Мэв вычисленные суммы сечений изобарных каналов для реакций (2а и 2в) в предположении, что $A_{3/2}^{3/2} = 0$, совпадают с полными сечениями этих реакций. Близки также друг к другу вычисленное изобарное сечение и оцененное из графиков работы $/14/$ полное сечение реакции (2б). Совпадение изобарных сечений и полных сечений может указывать на преобладание изобарного механизма и на

уменьшение $(\pi\pi)$ -взаимодействия в неупругих (πp) -реакциях при энергии 430 Мэв.

При энергии 480 Мэв вычисленные суммы сечений изобарных каналов в предположении, что $A_{3/2}^{3/2} = 0$, не совпадают с полными сечениями для реакций (2а, 2б и 2в). Расхождение можно приписать влиянию амплитуды $A_{3/2}^{3/2}$, оценка которой, проведенная по экспериментальным данным $/15/$ для реакции (2г) при энергии 500 Мэв, дает значение $|A_{3/2}^{3/2}|^2 = (1,3 + 2,0) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$ (по сравнению с величиной $|A_{3/2}^{3/2}|^2 = (20,0 + 3,4) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$, вычисленной при энергии 480 Мэв из соотношений (3а,б) в предположении, что $A_{3/2}^{3/2} = 0$). Как будет показано ниже, с увеличением энергии $A_{3/2}^{3/2}$ быстро растет.

При энергии 800 Мэв имеются данные по энергетическим спектрам (πN) -пар для всех трех реакций $/7,8/$ (2а, 2б и 2в). Они позволяют вычислить с удовлетворительной точностью амплитуду $A_{3/2}^{3/2}$, но, из-за больших ошибок в разностном распределении по эффективным массам $(\pi^0 p)$ и $(\pi^- p)$ -пар для реакции (2б), не дают возможности определить величины $A_{3/2}^{3/2}$ и $\text{Cos } \phi$.

Для реакции (2г) нахождение разностей $\sigma_{(\pi^+ p) \pi^0} - \sigma_{(\pi^0 p) \pi^+}$, значения которых приведены в 4-ой строке таблицы, производилось по данным работы $/7/$. По разностям сечений изобарных каналов с помощью формул (3е, ж) были найдены величины $|A_{3/2}^{3/2}|^2$. При энергиях 820 и 900 Мэв $|A_{3/2}^{3/2}|^2$ составляет $(12,0 + 1,8) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$ и $(11,1 + 1,8) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$ соответственно. Таким образом, при этих энергиях существенный вклад в полные сечения неупругих (πp) -реакций дают изобарные переходы из начального состояния с $T = 3/2$. Сопоставление для реакций (2г,д) сумм сечений изобарных каналов, найденных по формулам (3е, ж, з), с полными сечениями показывает, что полные сечения могут быть в пределах ошибок объяснены изобарными сечениями (строки 11,12,13,14 таблицы).

Ввиду того, что величины $A_{3/2}^{3/2}$ и $\text{Cos } \phi$ остаются неизвестными, невозможно сопоставить полные сечения реакций (2а, б, в) с суммами изобарных сечений. Можно, пользуясь формулами (3а, б, в, г, е, ж), провести только оценку амплитуды $A_{3/2}^{3/2}$, которая показывает, что при энергии ≈ 900 Мэв $A_{3/2}^{3/2}$ и $A_{3/2}^{3/2}$ сравнимы по величине.

Результаты настоящей работы кратко можно сформулировать следующим образом:

1. Вклад изобарных каналов в сечения реакций $\pi N \rightarrow \pi_1 \pi_2 N'$ значителен в интервале энергий 290-905 Мэв.
2. В области энергий 290-360 Мэв в сечения реакций (2а) и (2в) наряду с изобарными каналами большой вклад вносят механизмы, не связанные с резонансным (πN) -взаимодействием. В этом же энергетическом интервале полное сечение реакции (2б) совпадает с суммой соответствующих изобарных сечений.

3. При энергии 430 Мэв полные сечения реакций (2а, 2б и 2в) могут быть описаны суммами соответствующих изобарных сечений, что указывает на незначительность вклада неизобарных взаимодействий.

4. При энергиях до 430 Мэв изобарные переходы происходят в основном из начального состояния с полным изотопическим спином $T = \frac{1}{2}$, которому соответствует амплитуда $A_{3/2}^{1/2}$. Амплитудой $A_{3/2}^{3/2}$, описывающей изобарные переходы в состоянии $T = 3/2$, в этом энергетическом интервале можно пренебречь.

5. Оценки, выполненные при энергии 500 Мэв показывают, что $|A_{3/2}^{3/2}|^2$ все еще существенно меньше $|A_{3/2}^{1/2}|^2$:

$$|A_{3/2}^{1/2}|^2 = (20,0 \pm 3,4) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2,$$

$$|A_{3/2}^{3/2}|^2 = (1,3 \pm 2,0) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2.$$

Выше 500 Мэв начинается быстрый рост $A_{3/2}^{3/2}$, и вероятности переходов в состояниях с $T = 3/2$ и $T = 1/2$ становятся сравнимыми.

6. При энергиях 800 Мэв и 905 Мэв сечения реакций (2г) и (2д) в пределах ошибок совпадают с суммой соответствующих изобарных сечений.

Л и т е р а т у р а

1. S.Bergia, F.Bonsignori and A.Stanghellini. Nuov. Cim., 16, 1073 (1960).
2. Т.Д. Блохинаева, В.Г. Гребинник, В.А. Жуков, А.В. Кравцов, Г. Либман, Л.Л. Неменов, Г.И. Селиванов, Юань Жун-фан. Ядерная физика, 1, 103 (1985).
3. R.M. Sternheimer and S.J.Lindenbaum. Phys.Rev., 109, 1723 (1958).
4. В.М. Сидоров. Диссертация ОИЯИ, Дубна, 1982.
5. Т.Д. Блохинаева, В.Г. Гребинник, В.А. Жуков, Г. Либман и др. Препринт, ОИЯИ, Р-2320, Дубна (1985).
6. J.Kirz, J.Schwartz and R.D.Tripp. Phys.Rev., 130, 2481 (1963).
7. R.Barloutaud, J.Heughebaert, A.Leveque, C.Louder, J.Meyer, and D.Tycho. Nuov. Cim., 27, 238 (1963).
8. E.Pickup, D.Robinson, E.Salant, F.Ayer, and R.Munir. Phys. Rev., 132, 1819 (1963).
9. H.Martin. Опубликовано в работе: M.Olsson, Univ. of Md. Technical Report No. 379. 1964.
10. Т.Д. Блохинаева, В.Г. Гребинник, В.А. Жуков, Г. Либман, Л.Л. Неменов, Г.И. Селиванов, Юань Жун-фан. ЖЭТФ, 44, 118 (1983).

- 88 11. Ю.А. Батусов, С.А. Бунятов, В.М. Сидоров, В.А. Ярба. ЖЭТФ, 40, 1528 (1981).
- 89 12. Ю.К. Акимов, В.И. Комаров, К.С. Мариш, О.В. Савченко, Л.М. Сороко. ЖЭТФ, 40, 1532 (1981).
- 67 13. B.C.Barish, R.J.Kurz, V.Perz-Mendez, J.Solomon. Phys.Rev., 135, B416 (1964).
14. M.Olsson and G.Yodh. Univ. of Md. Technical Report No. 358 (1984).
- 81 15. J.Debaisieux, F.Gard, J.Heughebaert, R.Servranckx, R.T.Van de Walle. Nucl.Phys., 63, 273 (1965).
16. C.Gensollen, P.Granet, R.Barloutaud, A.Leveque, and J.Meyer. Preprint, Saclay, 63-8.

Рукопись поступила в издательский отдел
23 ноября 1985 г.

Т А Б Л И Ц А

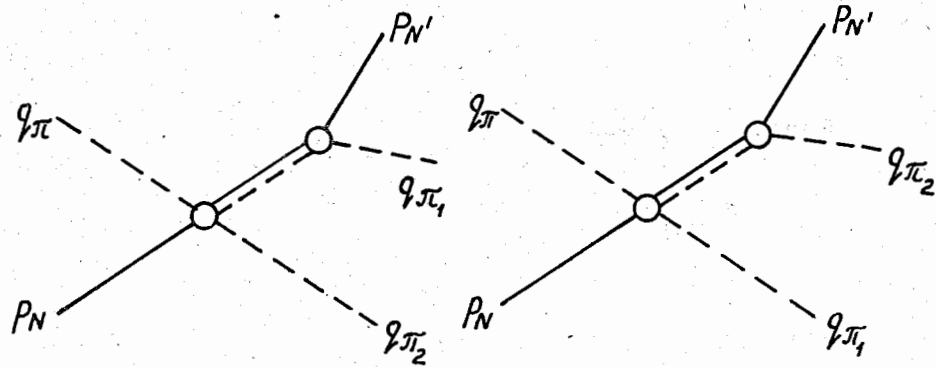
(сечения указаны в мб)

1. Энергия π^- -мезонов (Мэв)	200/4/	338/5/	360/6/	430/6/	480/6/	780/6/	820/7/	900/7/	-805/8/
$\sigma_{(\pi^+\pi)^+} + \sigma_{(\pi^+\pi)^-}$	0,16 \pm 0,06	0,36 \pm 0,08	0,85 \pm 0,17	2,8 \pm 0,5	5,9 \pm 0,9	2,8 \pm 0,6 ^{x/}	-	4,0 \pm 0,5	-
$\sigma_{(\pi^+\pi)^-} - \sigma_{(\pi^-\pi)^0}$	-	0,003 \pm 0,032	-	-	-	-	-	0,5 \pm 0,3	-
$\sigma_{(\pi^+\pi)^0} - \sigma_{(\pi^-\pi)^+}$	-	-	-	-	-	-	4,0 \pm 0,6	3,7 \pm 0,6	-
$\sigma_{(\pi^+\pi)^+} + \sigma_{(\pi^-\pi)^-}$	0,20 \pm 0,07	0,45 \pm 0,10	1,2 \pm 0,2	3,5 \pm 0,6	7,4 \pm 1,1	-	-	-	-
$\sigma_{\pi^+\pi^0}$	0,81 \pm 0,13	1,98 \pm 0,08	1,83 \pm 0,08	3,7 \pm 0,3	5,0 \pm 0,3	-	-	-	-
$\sigma_{(\pi^+\pi)^-} - \sigma_{(\pi^-\pi)^0}$	0,08 \pm 0,03	0,18 \pm 0,04	0,47 \pm 0,08	1,40 \pm 0,2	2,9 \pm 0,5	-	-	-	-
$\sigma_{\pi^-\pi^0}$	$\approx 0,1^{xx/}$	0,20 \pm 0,03	- 0,3 ^{xx/}	$\approx 0,8$	$\approx 1,5^{xx/}$	-	-	-	-
$\sigma_{(\pi^+\pi)^0}$	0,08 \pm 0,03	0,18 \pm 0,04	0,47 \pm 0,08	1,4 \pm 0,2	2,9 \pm 0,5	-	-	-	-
$\sigma_{\pi^0\pi^0}$	-	-	1,3 \pm 0,1 ^{xxx/}	1,5 \pm 0,1 ^{xxx/}	-	-	-	-	-
$\sigma_{(\pi^+\pi)^0} + \sigma_{(\pi^-\pi)^+}$	-	-	-	-	-	10,4 \pm 1,7	9,7 \pm 1,6	-	-
$\sigma_{\pi^+\pi^+}$	-	-	-	-	-	9,3 \pm 0,8	8,6 \pm 0,8	-	-
$\sigma_{\pi^+\pi^+}$	-	-	-	-	-	1,9 \pm 0,3	1,5 \pm 0,3	-	-
$\sigma_{\pi^+\pi^+}$	-	-	-	-	-	1,9 \pm 0,3	2,4 \pm 0,4	-	-

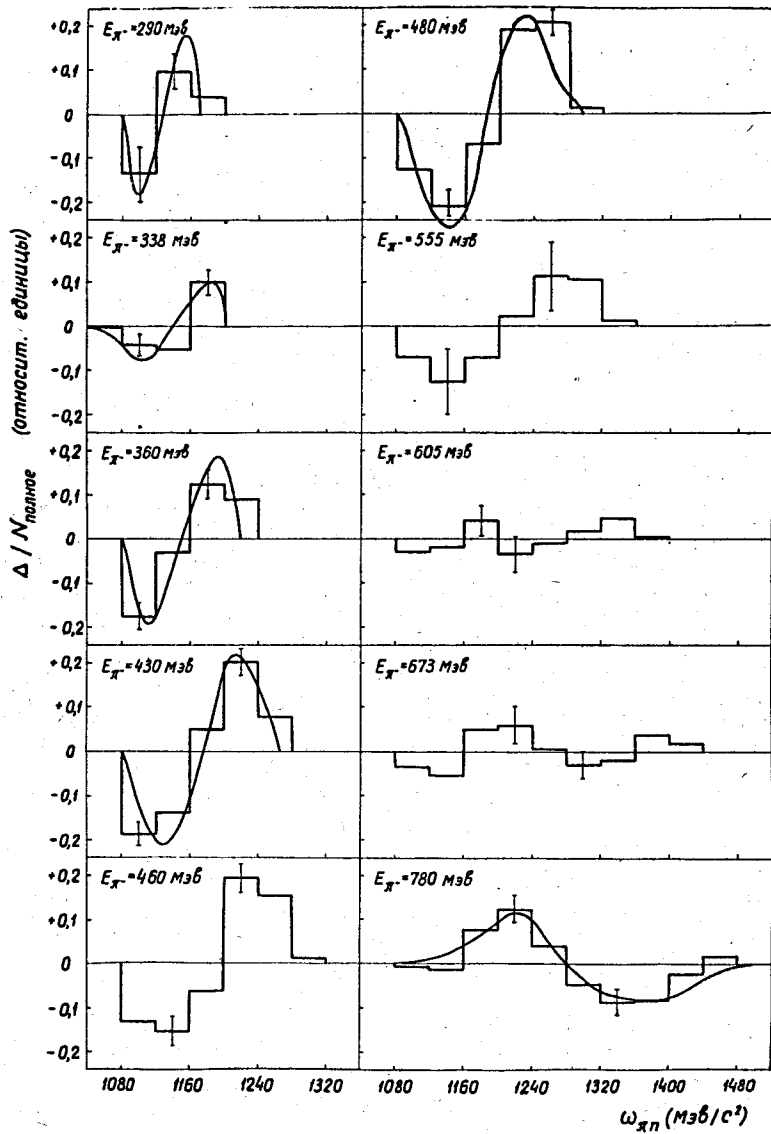
x/ Для вычисления разности изобразных сечений использовалось полное сечение реакции 2a при энергии 800 Мэв /16/.

xx/ Сечения оценены из графиков, приведенных в работе /14/.

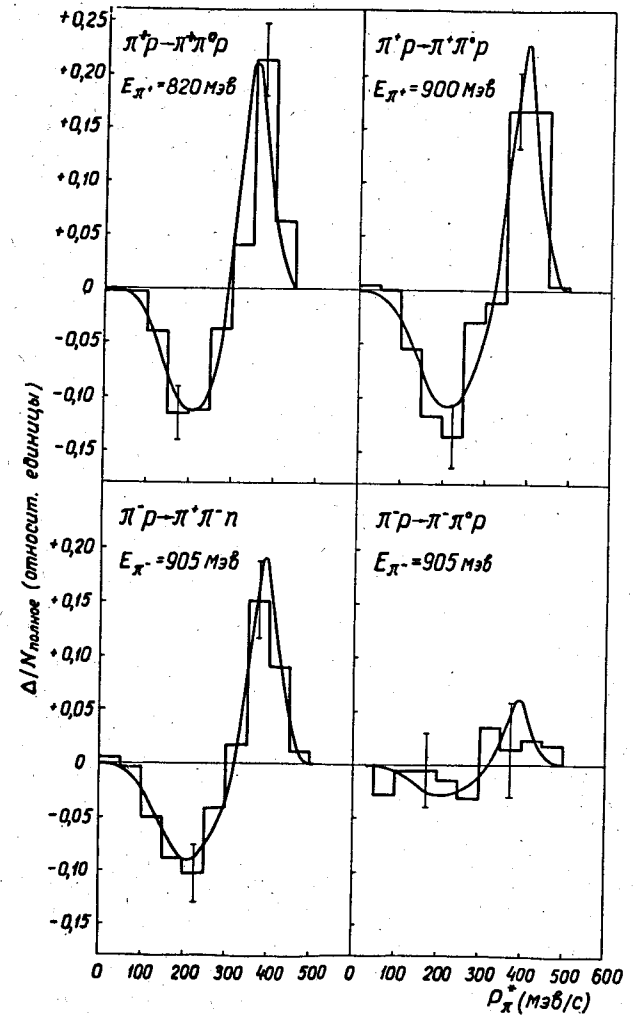
xxx/ Приведенные величины сечений получены в работе /13/ при энергиях, близких к 360 и 430 Мэв.



Р и с . 1



Р и с. 2. Зависимость величины $\Delta/N_{\text{полн.}}$ от ω_{π} для реакции (2а) при энергиях налетающих частиц от 290 до 780 МэВ.



Р и с. 3. Зависимость величины $\Delta/N_{\text{полн.}}$ от импульса вторичных π -мезонов в с.п.и. для реакции (2а), (2б) и (2в) при энергиях налетающих частиц от 820 до 905 МэВ.