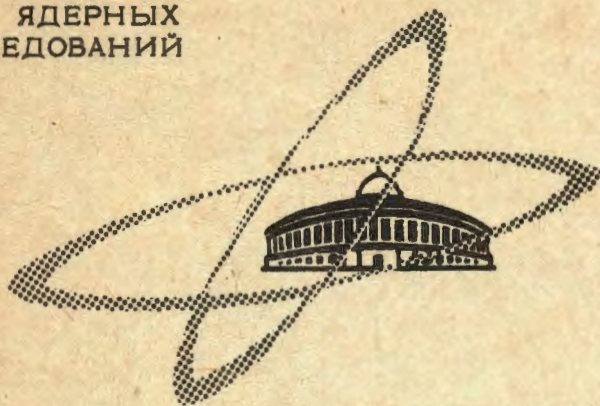


А. 646

12/XII - 68

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна



1 - 4125

Н. Ангелов, И. М. Граменицкий, Х. Каназирски,
А. М. Моисеев, Л. А. Тихонова, А. Б. Фенюк,
М. Д. Шафранов

ЛАБОРАТОРИЯ
ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

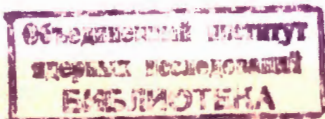
ОПРЕДЕЛЕНИЕ СЕЧЕНИЯ $\pi\pi$ -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
В РЕАКЦИЯХ $\pi^+p \rightarrow \pi^+\pi^+n$ И $\pi^+p \rightarrow \pi^+\pi^0p$
ПРИ ИМПУЛЬСЕ ПЕРВИЧНЫХ π^+ -МЕЗОНОВ 2,34 ГЭВ/С

1968

1 - 4125

4564/2 upr.
Н. Ангелов, И. М. Граменицкий, Х. Каназирски,
А. М. Моисеев, Л. А. Тихонова, А. Б. Фенюк,
М. Д. Шафранов

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СЕЧЕНИЯ $\pi\pi$ -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
В РЕАКЦИЯХ $\pi^+p \rightarrow \pi^+\pi^+n$ И $\pi^+p \rightarrow \pi^+\pi^0p$
ПРИ ИМПУЛЬСЕ ПЕРВИЧНЫХ π^+ -МЕЗОНОВ 2,34 ГЭВ/С



При изучении взаимодействий типа

$$\pi N \rightarrow \pi \pi N \quad (1)$$

появляется возможность провести оценки сечения $\pi\pi$ - взаимодействия. При рассмотрении одномезонной диаграммы (рис. 1) Чу и Лоу [1] получили следующее предельное выражение для дифференциального сечения реакции (1)

$$\frac{\partial^2 \sigma}{\partial \Delta^2 \partial \omega^2} \xrightarrow{\Delta^2 \rightarrow \mu^2} \frac{f^2}{2\pi} \frac{1}{q_L^2} \frac{(\Delta^2/\mu^2)}{(\Delta^2 + \mu^2)^2} \omega \sqrt{\frac{\omega^2}{4} - \mu^2} \sigma_{\pi\pi}(\omega), \quad (2)$$

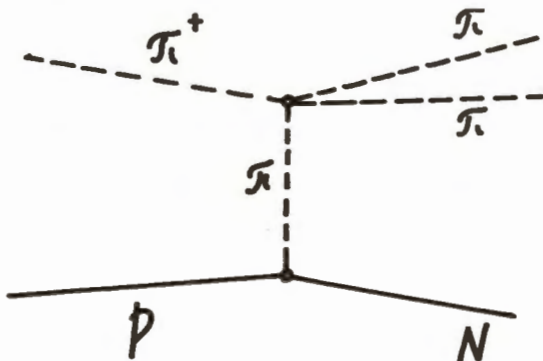


Рис.1. Одномезонная диаграмма.

где f^2 - константа связи πN - взаимодействия, q_L - импульс падающего π -мезона в л.с., Δ^2 - квадрат переданного 4-импульса $\pi\pi$ -системе, ω - полная энергия двух π -мезонов в их с.ц.м., μ - масса покоя обменной частицы (в данном случае π -мезона), $\sigma_{\pi\pi}(\omega)$ - сечение $\pi\pi$ -взаимодействия при $\Delta^2 = -\mu^2$.

Поскольку полюс в амплитуде, описываемой одномезонной диаграммой, близок к физической области, можно предположить, что эта диаграмма будет давать основной вклад в процесс (1) при малых переданных импульсах. Тогда, экстраполируя (2) в нефизическую область значение Δ^2 , в точке $\Delta^2 = -\mu^2$ можно получить сечение $\pi\pi$ -рассеяния. Для экстраполяционной процедуры более удобно использовать выражение

$$F(\Delta^2, \omega^2) = \frac{2\pi}{f^2} \frac{q_L^2}{\omega \sqrt{\frac{\omega^2}{4} - \mu^2}} (\Delta^2 + \mu^2) \frac{\partial^2 \sigma}{\partial \Delta^2 \partial \omega^2}. \quad (3)$$

При справедливости предположения об одномезонном обмене $F(\Delta^2, \omega^2)$ должна линейно зависеть от Δ^2 , проходить через 0 при $\Delta^2 = 0$ и при экстраполяции в точку $\Delta^2 = -\mu^2$ $F(-\mu^2, \omega^2) = \sigma_{\pi\pi}(\omega)$. Оценка $\sigma_{\pi\pi}$ может быть проведена также методом интегрирования (2) по Δ^2 в физической области. При этом дополнительно предполагается слабая зависимость $\sigma_{\pi\pi}(\omega^2)$ от Δ^2 и пренебрегается виртуальностью обменного π -мезона, что в какой-то мере оправдано при малых Δ^2 .

В настоящей работе приводятся оценки сечения $\pi\pi$ -взаимодействия, полученные из анализа реакций



при импульсе первичных π^+ -мезонов $2,34 \pm 0,60$ Гэв/с.

На 150000 снимках с 40-сантиметровой камеры было выделено ≈ 2000 событий типа (4) и ≈ 3000 событий типа (5). Методика разделения

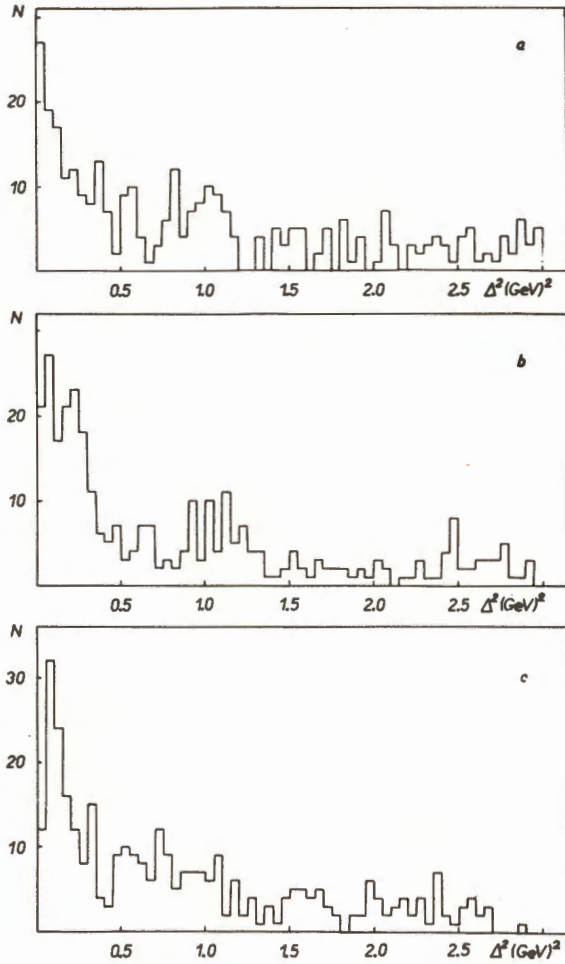


Рис.2. Распределение по $\Delta_{\pi^+\pi^+}^2$ для разных интервалов,
 а) $0,07 \leq \omega^2 \leq 0,39$ (ГэВ) 2 , б) $0,39 \leq \omega^2 \leq 0,59$ (ГэВ) 2 ,
 в) $0,59 \leq \omega^2 \leq 0,83$ (ГэВ) 2 .

каналов реакций и статистической обработки подробно описана в работах /2,3/.

Для событий, отвечающих реакции (4), были построены распределения по $\Delta_{\pi\pi}^2$ - квадрату переданного импульса системе $\pi\pi$ для разных интервалов ω^2 , приведенные на рис. 2а, в и с.

Сильная концентрация числа событий при малых $\Delta_{\pi^+\pi^+}^2$ позволяет считать вклад в реакцию (4) одномезонного обмена существенным. Распределение по углу Треймана-Янга (рис. 3), практически не отличающиеся от изотропного, также не противоречит этому предположению.

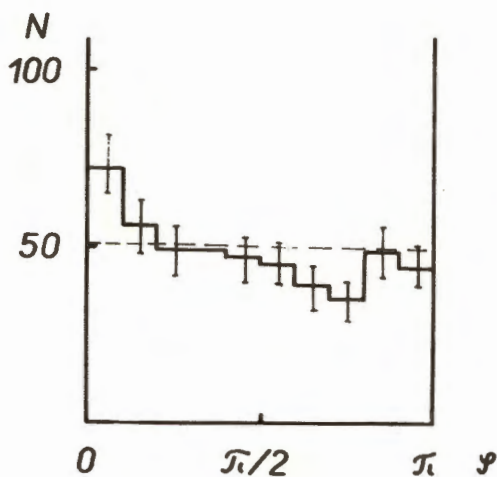


Рис.3. Распределение по углу Треймана-Янга для $\pi^+\pi^+$ системы при $\Delta^2 \leq 0,25$ (Гэв)².

Линейная экстраполяция функции $F(\omega^2, \Delta^2)$ была проведена для трех интервалов ω^2 (рис. 4а, б, с). Результаты по сечению $\pi^+ \pi^+$ - взаимодействия приведены в таблице 1, в колонке 3. В колонке 4 этой же таблицы приведены данные, полученные при экстраполяции с дополнительным предположением: $F(\Delta^2, \omega^2) = 0$ при $\Delta = 0$. Следует отметить, что экстраполяционная процедура для оценки $\sigma_{\pi^+ \pi^+}$ применялась только в работах /4/ и /5/, при этом в работе /4/ было получено $\sigma_{\pi^+ \pi^+} = (1+6)$ мб для $4\mu^2 \leq \omega^2 \leq 6\mu^2$ и $\sigma_{\pi^+ \pi^+} = (-2+7,5)$ мб при $6\mu^2 \leq \omega^2 \leq 8,5\mu^2$, а в работе /5/ сечение $\sigma_{\pi^+ \pi^+}$ оказалось отрицательным.

Сечение $\pi^+ \pi^+$ - взаимодействия определялось также методом интегрирования в физической области. Эти данные приведены в колонке 5 таблицы 1. Все результаты по оценке сечения $\pi^+ \pi^+$ - взаимодействия довольно близки друг к другу.

На рис. 5 приведена зависимость $\sigma_{\pi^+ \pi^+}$ от ω^2 / μ^2 (метод интегрирования в физической области). Там же приведены $\sigma_{\pi^+ \pi^+}$, полученные при 2,75 Гэв/с /6/. Можно видеть, что данные в пределах ошибок совпадают.

Подробное изучение реакции (5) было проведено в работе /7/. Результаты этой работы по анализу дифференциального сечения $d\sigma/d\Delta^2$ и зависимости элементов матрицы спиновой плотности от Δ^2 показывают, что одномезонный процесс в этой реакции является преобладающим. Поэтому были проведены оценки сечения $\pi^+ \pi^0$ - взаимодействия как методом экстраполяции, так и методом интегрирования в физической области. Оба метода дали практически одинаковые результаты. На рис. 6 приведена зависимость сечения $\sigma_{\pi^+ \pi^0}$ от ω . Эта зависимость имеет явно выраженный резонансный характер с максимумом при $\omega = 780$ Мэв. Естественно, что такой характер зависимости $\sigma_{\pi^0 \pi^+}$ от ω является следствием большого сечения образования ρ^+ - мезона в реакции (5).

В заключение авторы благодарят П. Маркова и Я. Пернегра за внимание к работе.

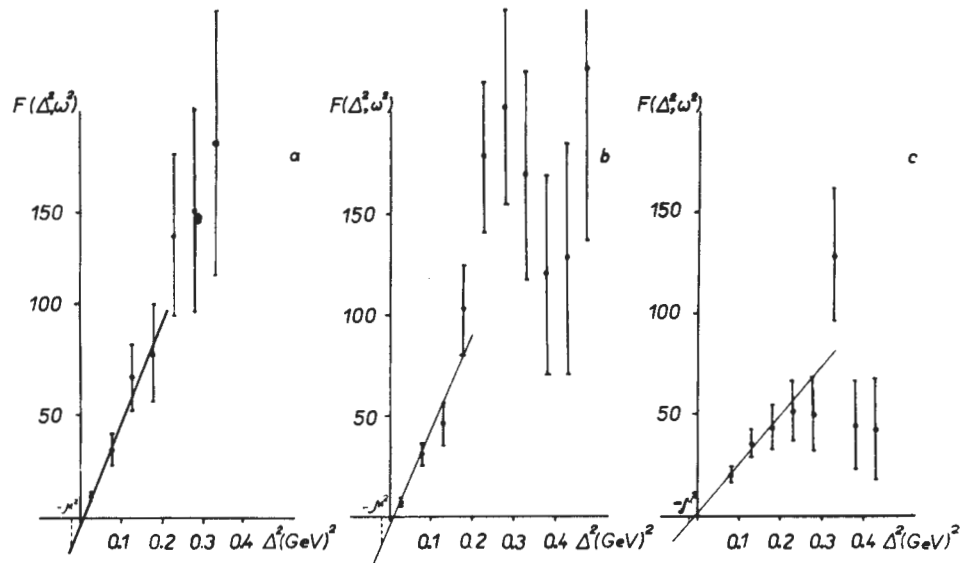


Рис.4. Линейная экстраполяция $F(\Delta^2, \omega^2)$ для разных интервалов ω^2 . а) $0,07 \leq \omega^2 \leq 0,39$ (Гэв)², б) $0,39 \leq \omega^2 \leq 0,59$ (Гэв)², в) $0,59 \leq \omega^2 \leq 0,83$ (Гэв)².

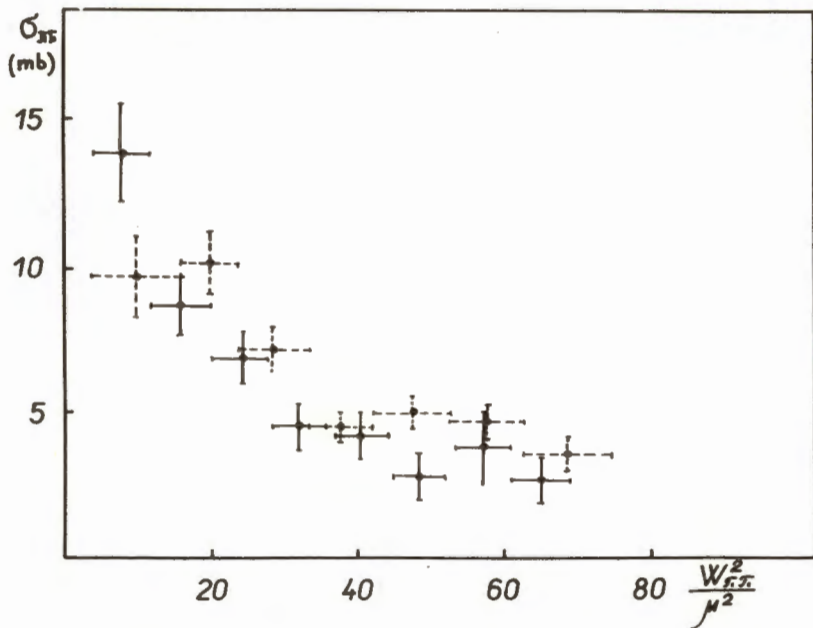


Рис.5. Зависимость $\sigma_{\pi^+\pi^+}$ от (ω^2 / μ^2) . Пунктирные линии $p_{\pi^+} = 2,34$ Гэв/с (настоящая работа) сплошные линии $p_{\pi^+} = 2,75$ Гэв/с (работа /6/).

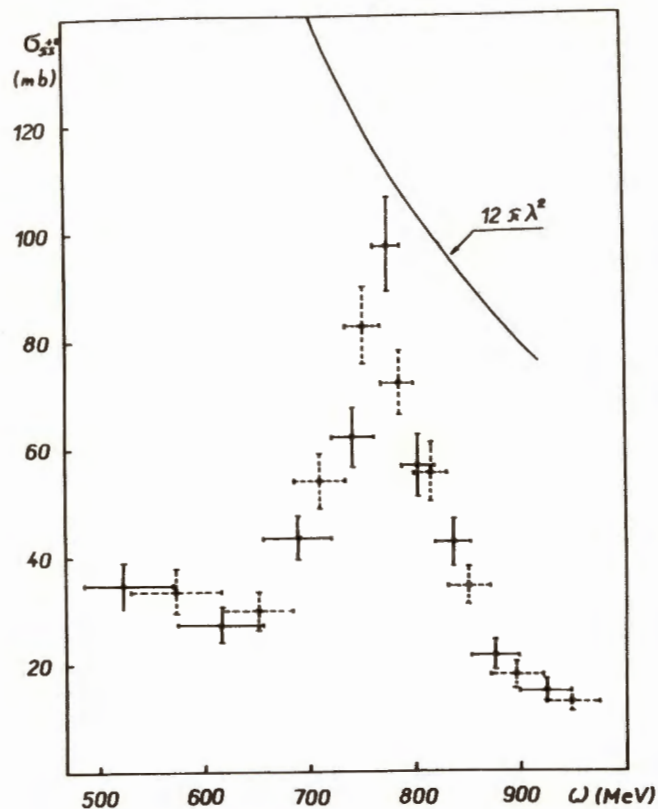


Рис. 6. Зависимость $\sigma_{\pi^+ p^0}$ от ω , полученная из анализа реакции $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \pi^0 p$.

Таблица 1

Интервал ω^2 (Гэв) ²	$\overline{\omega^2}$ (Гэв) ²	Экстраполяция		Интегрирование
		σ (mb)	σ (mb)	σ (mb)
1	2	3	4	5
0,07 - 0,39	0,23	$11,9 \pm 3,9$	$8,8 \pm 0,1$	$9,9 \pm 1$
0,39 - 0,59	0,49	$14,1 \pm 2,9$	$7,0 \pm 0,75$	$8,5 \pm 0,8$
0,59 - 0,83	0,71	$0,7 \pm 8,1$	$4,1 \pm 0,5$	$4,7 \pm 0,5$

Л и т е р а т у р а

1. G.F. Chew, G. Low, *Phys.Rev.*, **113**, 1640 (1959).
2. Н. С. Ангелов, И. М. Граменицкий, Х. Каназирски, А. М. Моисеев, Л. А. Тихонова, А. Б. Фенюк, М. Д. Шафранов. Препринт ОИЯИ 4097 Дубна, 1968.
3. И. Н. Граменицкий, А. М. Моисеев, Л. А. Тихонова, М. Д. Шафранов. Препринт ОИЯИ 10-3772, Дубна, 1968.
4. J. Kirz, J. Shwartz, R.D. Tripp, *Phys.Rev.*, **126**, 763 (1962).
5. L.A. Auerbach, T. Elioff, W.B. Johnson, J. Lach, C.E. Wigand, T. Ypsilantis. *Phys.Rev.,Lett*, **9**, 173 (1962).
6. N. Armenise, B. Chidini et al. *Nuovo Cimento* **37**, 361 (1965).
7. Н. С. Ангелов, И. М. Граменицкий и др. Препринт ОИЯИ P1-2997 Дубна, 1966.

Рукопись поступила в издательский отдел
25 октября 1968 года.