

ФАЗОВЫЙ АНАЛИЗ $\pi^+\pi^0$ И $\pi^-\pi^0$ -ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ ИЗ РЕАКЦИИ $\pi^\pm p \rightarrow \pi^\pm \pi^0 p$

*Е. А. Алексеева, А. А. Картамышев, В. К. Макарьин,
К. Н. Мухин, О. О. Патаракин, М. М. Сулковская,
А. Ф. Сустанов, Л. В. Суркова, Л. А. Чернышева.*

Приводятся результаты фазового анализа $\pi^+\pi^0$ и $\pi^-\pi^0$ -рассеяний, полученные энергетически-зависимым и энергетически-независимым методами.

Как уже упоминалось в статье [1], состояния $\pi^\pm \pi^0$ редко используются для фазового анализа $\pi\pi$ -рассеяния. Между тем, при изучении таких состояний можно одновременно получать δ_0^2 , δ_1^1 и δ_2^2 -фазы, изучать влияние интерференционных членов на примере D_2 -волны. Сейчас, когда для продвижения вперед в понимании физики $\pi\pi$ -взаимодействия необходимо повышать точность и надежность результатов, сведения о $\pi^\pm \pi^0$ -рассеянии могут оказаться весьма полезными.

Настоящая работа выполнена на материале облучения жидководородной пузырьковой камеры пучками π^- -мезонов с импульсом 4,5 ГэВ/с и π^+ -мезонов с импульсом 3,05 ГэВ/с. Как реакция $\pi^- p \rightarrow \pi^-\pi^0 p$ (4960 событий), так и реакция $\pi^+ p \rightarrow \pi^+\pi^0 p$ (2600 событий) обрабатывались по единой методике.

Один из важных вопросов при изучении реакций $\pi N \rightarrow \pi\pi N$ — это вопрос о механизмах не однопионного обмена, в частности, об образовании изобар в конечном состоянии. Для реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^-\pi^0 p$ при $p_{\pi^-} = 4,5$ ГэВ/с графики Далитца не показывают заметного вклада изобар, в то время как для $\pi^+ p \rightarrow \pi^+\pi^0 p$ при $p_{\pi^+} = 3,05$ ГэВ/с образование изобар Δ^{++} (1232) и Δ^+ (1232) является заметным. Поэтому события из

области $1185 < m_{\pi p} < 1285$ отбирались и в дальнейшем анализе не применялись.

В качестве экспериментальных данных для проведения фазового анализа использовались сечения $\sigma_{\pi^- \pi^0}$, $\sigma_{\pi^+ \pi^0}$ а также усредненные сферические гармоники $\langle Y_L^0 \rangle (t, m_{\pi\pi})$, $L = 0, \dots, 4$. Все эти величины необходимо знать на массовой поверхности, т. е. в пионном полюсе. Сечение $\sigma_{\pi^- \pi^0}$ было получено экстраполяцией в псевдопериферическом приближении по области $|t| < 0,3 \text{ ГэВ}/c^2$ [1]. Чтобы увеличить статистику при получении сечения $\sigma_{\pi^+ \pi^0}$ - взаимодействия, использовалась более широкая область $|t| < 0,5 (\text{ГэВ}/c^2)^2$.

Как известно, в области $|t| > 0,3 (\text{ГэВ}/c^2)^2$ велики вклады механизмов не однопионного обмена. Чтобы избавиться от этих примесей, применялся отбор по углу Вах-Хова ω [2]. Этот угол определялся как

$$\omega = \arctg - \frac{\sqrt{3}q_p}{q_{\pi^+} - q_{\pi^0}} \quad (\text{см. рис. 1})$$

где q_i — импульс вторичной частицы i в системе центра.

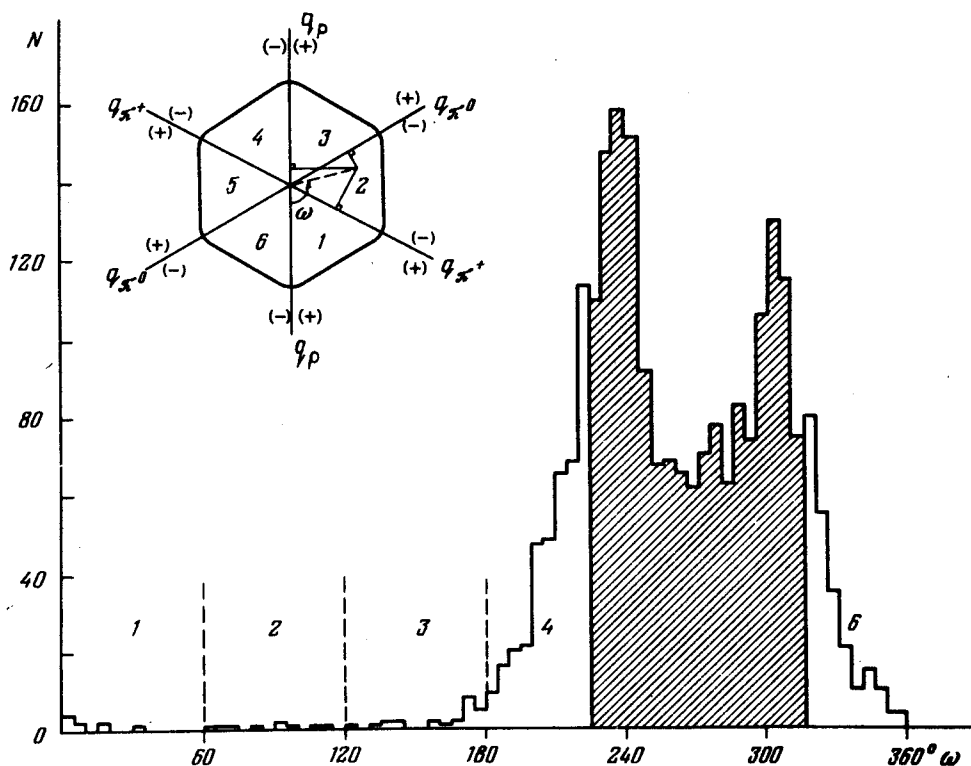


Рис.1.

Как было показано в работе [3], однопионный обмен доминирует в одном из шести секторов на диаграмме Ван-Хова, соответствующем области $240^\circ < \omega < 300^\circ$ в наших координатах для реакции $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \pi^0 p$.

Для работы была выбрана расширенная область $225^\circ < \omega < 315^\circ$ (заштрихованная часть гистограммы на рис. 1). Можно надеяться, что события в этой области обогатятся событиями однопионного обмена, и экстраполяция их в пионный полюс приведет к правильным результатам.

Для событий реакции $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \pi^0 p$ экстраполяция проводилась двумя методами, с помощью обычной функции $F^*(t) = \frac{F(t)}{t}$, т. е. в псевдопериферическом приближении, и с использованием переменной конформного преобразования x [4]. Эта переменная определяется как

$$x = x(t) = \frac{at + b}{t + c},$$

где параметры a, b, c подбираются таким образом, чтобы перевести физическую область в t -плоскости в область $(-1, 1)$ на x -плоскости. В нашем случае значения параметров были $a = 3,08; b = -c = 0,521(\text{ГэВ}/c)^2$. В обоих случаях применялась линейная функция, имеющая достаточно хорошее значение χ^2 . На рис. 2 приведены полученные значения сечений, \bullet — значения $\sigma_{\pi^- \pi^0}$, и Δ — значения $\sigma_{\pi^+ \pi^0}$, полученные с использованием $F/t(t)$ и $F/t(x)$ соответственно. Видно, что согласие всех результатов хорошее. Экстраполированные значения усредненных сферических гармоник для обеих реакций приведены на рис. 3.

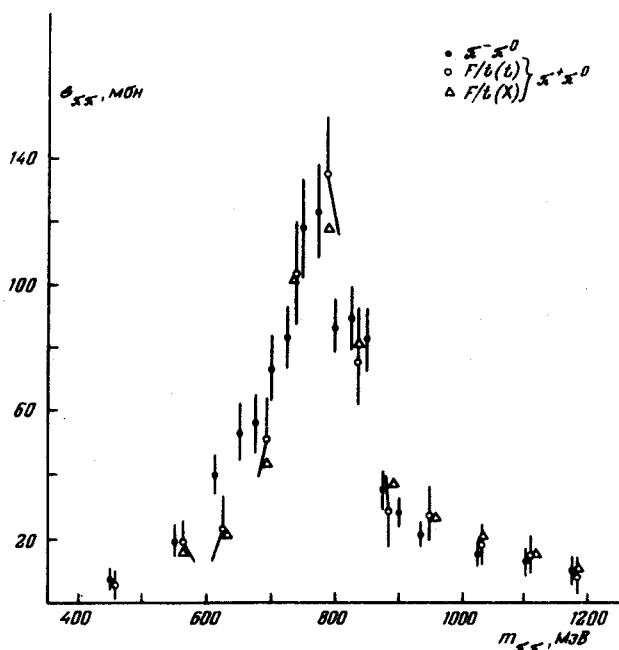


Рис. 2.

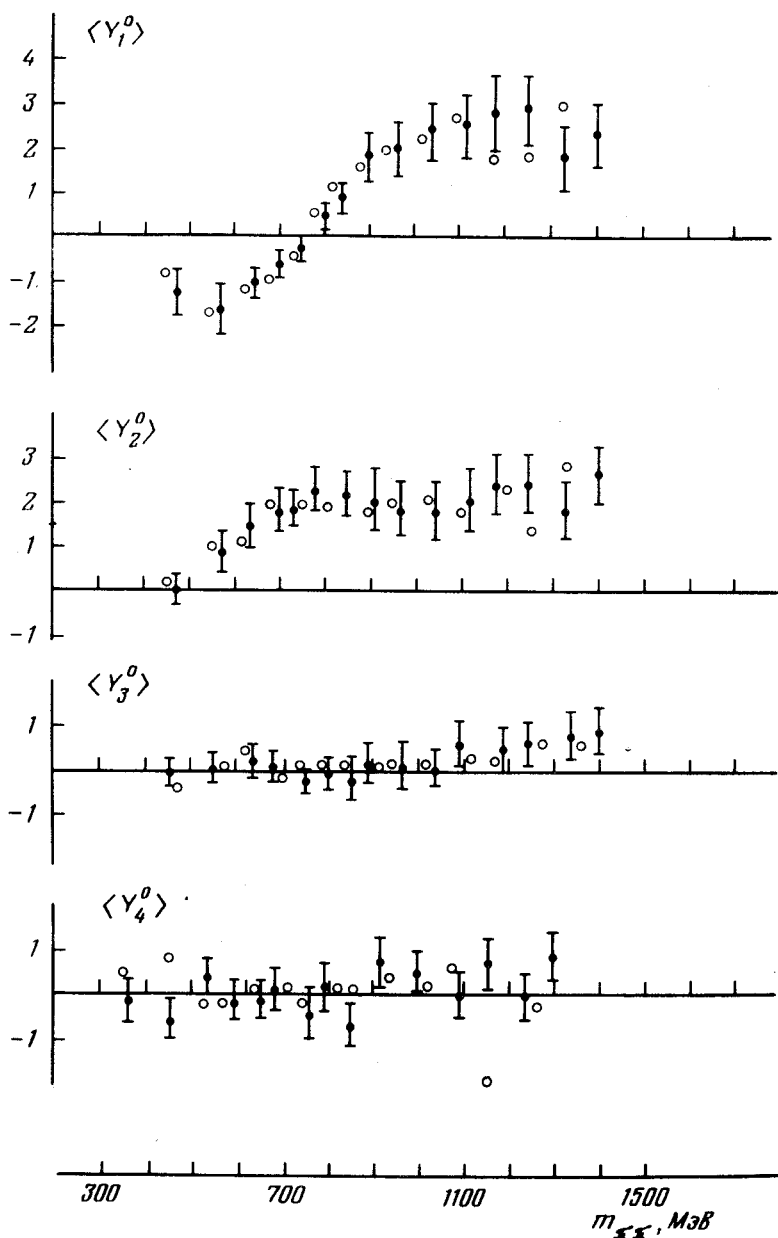


Рис. 3.

Фазовый анализ проводился в области $360 < m_{\pi\pi} < 1300$ МэВ как энергетически-зависимым, так и энергетически-независимым методами. В энергетически-зависимом анализе все экспериментальные точки аппроксимируются совместно. Минимизируемый функционал имеет вид

$$W = \sum_{i=1}^N \frac{(\sigma_i^{\text{теор}} - \sigma_i^{\text{экс}})^2}{\Delta \sigma_i^{\text{экс}}} + \sum_{l=1}^4 \sum_{i=1}^N \frac{(\langle Y_l^0 \rangle^{\text{теор}} - Y_l^0)^2}{\Delta \langle Y_l^0 \rangle^{\text{экс}}},$$

где N — количество массовых интервалов. Взаимодействие считалось упругим, сечения и гармоники задавались как функции фаз δ_0^2 , δ_1^1 и

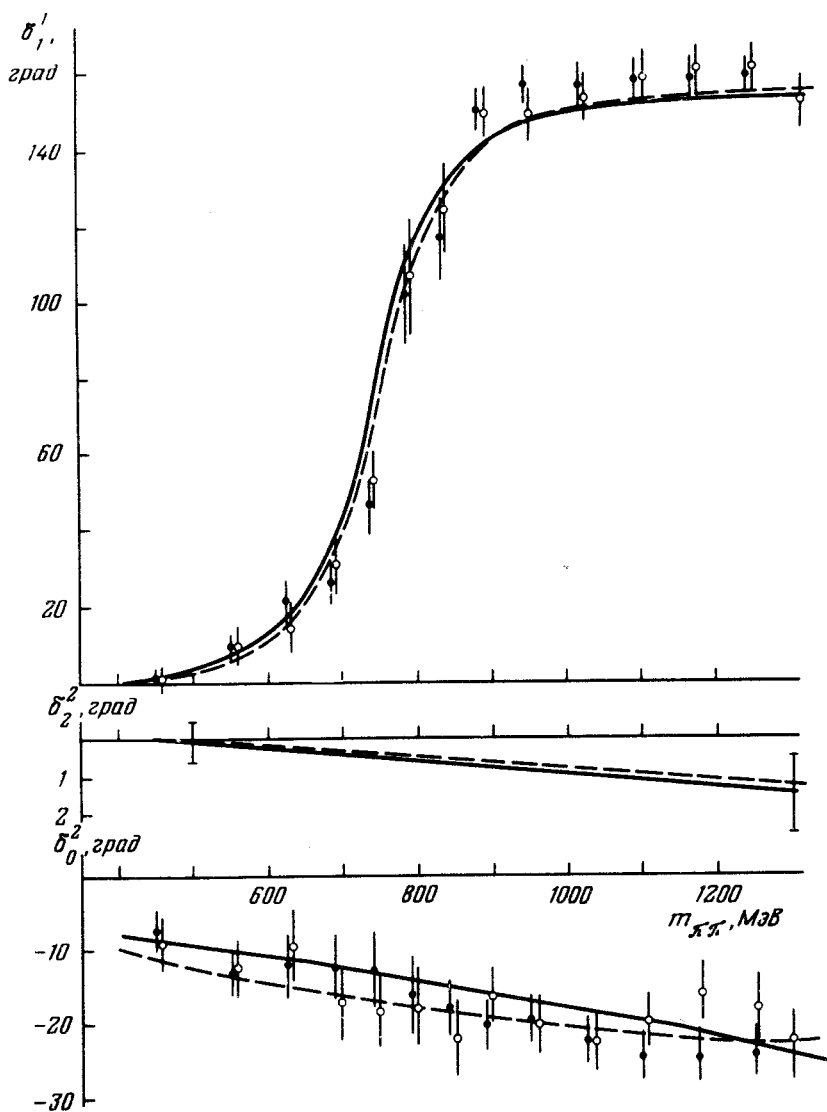


Рис. 4.

δ_2^2 . Точные формулы, как и описание энергетически-независимого метода, можно найти в [1]. Фазы параметризовались следующим образом:

$$\delta_0^2 = \begin{cases} a_0 + a_1 m_{\pi\pi} + a_2 m_{\pi\pi}^2 & \text{или} \\ \text{arcctg} \left\{ \frac{1}{k a_0} + \frac{1}{2} k a_1 \right\} \end{cases}$$

$$\delta_1^1 = \text{arctg} \frac{a_3 a_4}{a_3^2 - m_{\pi\pi}^2}$$

$$\delta_2^2 = a_5 + a_6 m_{\pi\pi}$$

где a_i — свободные параметры, $k = \sqrt{\frac{m_{\pi\pi}^2}{4} - \mu_{\pi}^2}$, μ_{π} — масса пиона.

Полученные фазовые кривые приведены на рис. 4. Видно, что согласие между результатами энергетически-зависимого и энергетически-независимого анализов, а также между данными из разных реакций находятся в пределах экспериментальных ошибок. Изменение вида параметризации фаз не приводит к значительным отклонениям от приведенных значений. Параметры ρ^{\pm} -резонансов получаются стабильными:

$$m_{\rho^-} = (762 \pm 4) \text{ МэВ}; \quad \Gamma_{\rho^-} = 142 \pm 8 \text{ МэВ}; \quad m_{\rho^+} = 772 \pm 4 \text{ МэВ};$$

$$\Gamma_{\rho^+} = 141 \pm 8 \text{ МэВ}$$

Из данных энергетически-независимого анализа в приближении эффективного радиуса для S_2 -волновой длины рассеяния получены следующие результаты:

$$a_0^2 = (-0,131 \pm 0,014)\mu^{-1}; \quad r_0^2 = (-0,112 \pm 0,046)f$$

что согласуется с работами [5].

Фазовые кривые для S_2 и D_2 -волн неплохо согласуются с мировыми данными из изучения $\pi^{\pm}\pi^{\pm}$ -рассеяний, хотя значения δ_2^2 -фазы обычно уменьшаются более резко, доходя до $\sim -3^\circ$ при 1200 МэВ [6].

В заключение авторы благодарят сотрудников лаборатории В.В.Владимирского за предоставление пленок и В.И.Баранова, А.С.Балыкову, Л.С.Буряк и З.С.Галкину за помощь в измерениях.

Институт атомной энергии
им. И.В.Курчатова

Поступила в редакцию
22 ноября 1978 г.

Литература

- [1] А.А.Картамышев, В.К.Макарьин, К.Н.Мухин, О.О.Патаракин, М.М.Сулковская, А.Ф.Суставов. Письма в ЖЭТФ, **26**, 422, 1977.
- [2] L. Van Hove, Nucl. Phys., **B9**, 331, 1969.
- [3] I.E.Richey, V. Hagopian et al, Phys. Rev. **D15**, 3155, 1977.
- [4] I.P.Baton, Y.Laurens, I.Reignier. Phys. Lett., **33B**, 525, 1970.
- [5] I.P.Prukop, O.R.Sander et al. Phys. Rev., **D10**, 2055, 1974; M.J.Losty, V.Chaloupka et al. Nucl. Phys., **B69**, 185, 1974.
- [6] W.Hoogland, S.Peters et al. Nucl. Phys., **B126**, 109, 1977; D.Cohen, T.Ferbel et al. Phys. Rev., **D7**, 661, 1973.