

НЕРЕЗОНАНСНЫЕ АМПЛИТУДЫ ФОТОРОЖДЕНИЯ
 π -МЕЗОНОВ НА НУКЛОНАХ

А. И. Лебедев, Б. В. Мангазеев, И. И. Мирошниченко ^{*)},
В. М. Санин ^{*)}, П. В. Сорокин ^{*)}, С. В. Шалацкий ^{*)}

УДК 539.12

Нерезонансные s - и p -волновые амплитуды процессов $\gamma N \rightarrow \pi N$, найденные в мультипольном анализе с применением метода регуляризации, сопоставляются с вычислениями на основе дисперсионных соотношений. Показано, что учет вклада ρ - и ω -мезонов в амплитуды приводит к адекватному описанию экспериментальных данных.

Увеличение количества экспериментальных данных о процессах $\gamma N \rightarrow \pi N$, повышение их точности и совершенствование процедуры феноменологического анализа этих процессов позволяют определять значения мультипольных амплитуд фоторождения в области энергий возбуждения первого нуклонного резонанса ($250 \text{ МэВ} < E_\gamma < 500 \text{ МэВ}$, E_γ — энергия фотона) со все возрастающей точностью. Надежной основой для теоретического рассмотрения процессов фоторождения π -мезонов является метод дисперсионных соотношений. Недавно были проведены новые вычисления амплитуд фоторождения в рамках теории дисперсионных соотношений методом паде-приближений /1,2/. Целью настоящей работы является сопоставление результатов вычислений нерезонансных s - и p -волновых амплитуд с их экспериментальными значениями, найденными в трехканальном анализе экспериментальных данных о процессах $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$, $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$, $\gamma n \rightarrow \pi^- p$. Существенной особенностью анализа было применение метода регуляризации /3/ в сочетании с методами /4,5/ поиска и отбора решений.

^{*)} Харьковский физико-технический институт АН УССР.

Дисперсионные соотношения для электрических $E_{1\pm}^T$ и магнитных $M_{1\pm}^T$ мультипольных амплитуд фоторождения ($T = 0$ для изоскалярных переходов, $T = 1/2$ и $3/2$ для изовекторных переходов в состоянии πN -системы с изоспином $1/2$ и $3/2$, 1 и $J = 1 \pm 1/2$ - орбитальный и полный момент πN -системы) можно записать схематически в виде (используются единицы $\hbar = \mu = c = 1$, μ - масса пиона, $N_i = E_{O+}^0, M_{1-}^{3/2}, E_{1+}^{1/2}, \dots$):

$$\operatorname{Re} N_i(w) = N_i^B(w) + N_i^A(w) + \frac{1}{\pi} \int_{M+1}^{\infty} dw' \sum_j K_{ij}(w, w') \operatorname{Im} N_j(w'). \quad (I)$$

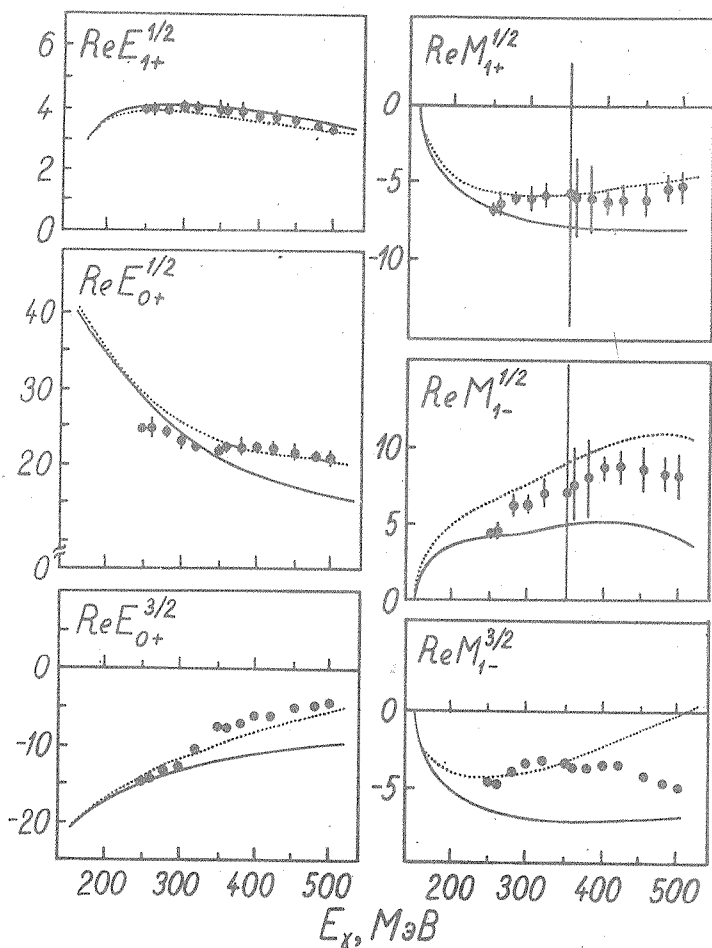
Здесь N_i^B - борновская часть амплитуды, N_i^A - вклад мнимых частей резонансных амплитуд $M_{1+}^{3/2}$ и $E_{1+}^{3/2}$ в дисперсионный интеграл, K_{ij} - известные кинематические функции, w - полная энергия в системе центра масс, M - масса нуклона; в сумме $\sum$ опущены слагаемые с $M_{1+}^{3/2}$ и $E_{1+}^{3/2}$. Для вычисления N_i^A использовались известные решения дисперсионных соотношений для резонансных амплитуд /6/.

Дисперсионные соотношения (I) решались итерациями. В качестве первого приближения итерационной процедуры для нерезонансных амплитуд были выбраны два первых слагаемых в (I): $N_i^I = N_i^B + N_i^A$. Мнимая часть второго члена итерационного ряда находилась из условия двухчастичной унитарности: $\operatorname{Im} N_i^{\Pi} = N_i^I \operatorname{tg} \delta_i^{\pi N}$, где $\delta_i^{\pi N}$ - соответствующая фаза πN -рассеяния. Реальная часть N_i^{Π} вычислялась из дисперсионных соотношений (I). Для эффективного суммирования полученного таким образом итерационного ряда $N_i = N_i^I + N_i^{\Pi} + \dots$ применялось низшее ОI паде-приближение

$$N_i [OI] = \frac{(N_i^I)^2}{N_i^I - N_i^{\Pi}}. \quad (2)$$

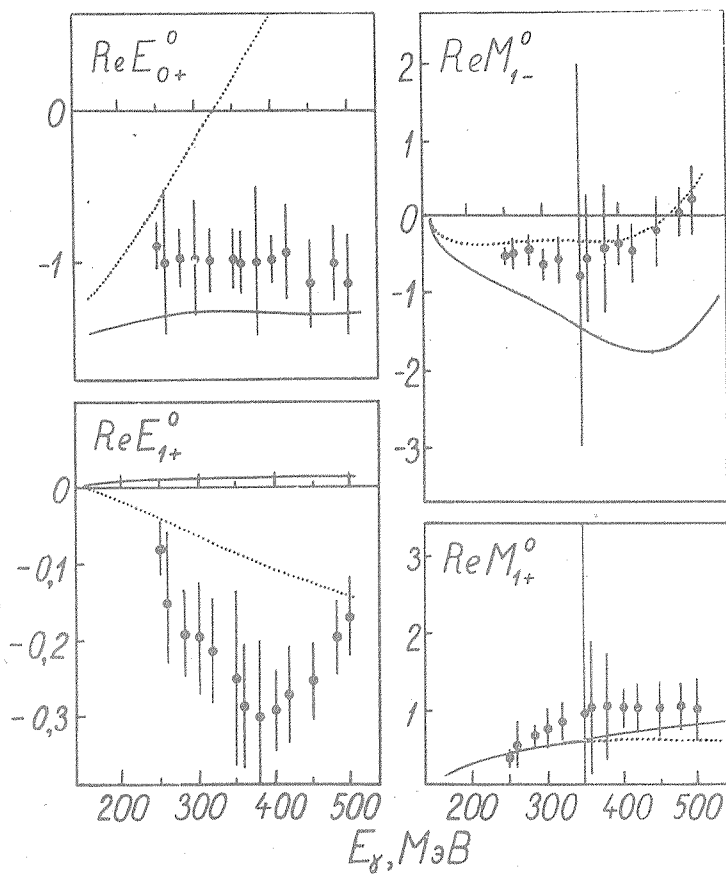
Вклад обмена векторными ρ - и ω -мезонами в амплитуды фоторождения был учтен в виде аддитивной добавки к (2), которая вычислялась в борновском приближении. При этом для векторных и тензорных констант связи мезонов с нуклоном были выбраны значения $g_{\rho}^v = 5,54$, $g_{\rho}^t = 32,5$, $g_{\omega}^v = 11,7$, $g_{\omega}^t = 5,98$ /7/, а для ширины ра-

диационных распадов $\rho \rightarrow \pi\gamma$, $\omega \rightarrow \pi\gamma$ - величины $\Gamma_{\rho \rightarrow \pi\gamma} = 0,067 \text{ МэВ} / 8 /$, $\Gamma_{\omega \rightarrow \pi\gamma} = 0,89 \text{ МэВ} / 9 /$. Обмен ρ -мезоном дает вклад в изоскалярные амплитуды, обмен ω -мезоном - в изовекторные.



Р и с. 1. Изовекторные нерезонансные s- и p-волновые амплитуды фоторождения в единицах $10^{-3} \hbar/\mu\text{с}$ в зависимости от энергии фотона E_γ (МэВ); $\square$ - результаты мультипольного анализа; сплошная кривая - результаты вычислений в паде-приближении; точечная кривая - результаты расчетов с учетом вклада ω -мезона

Вычисленные нерезонансные s- и p-волновые амплитуды сопоставляются на рис. 1 и 2 с результатами мультипольного анализа.



Р и с. 2. Изоскалярные s- и p-волновые амплитуды фоторождения. Точечная кривая – результаты расчетов с учетом вклада ρ -мезона. Остальные обозначения те же, что на рис. 1.

Вследствие недостаточной информативности существующих данных о реакциях $\gamma N \rightarrow \pi N$ решения мультипольного анализа, полученные на основе метода наименьших квадратов (МНК), многозначны и неустойчивы, что позволяет (см. /3/) отнести задачу мультипольного анализа к классу некорректно поставленных /10/. Для получения устойчивого и однозначного решения такой задачи целесообразно применить метод регуляризации. Он заключается в поиске оценок амплитуд, минимизирующих функционал

$$R^{\alpha} = R + \alpha \Omega, \quad (3)$$

где R — обычный функционал МНК, Ω — стабилизирующий функционал, характеризующий степень гладкости энергетической зависимости амплитуд, α — параметр регуляризации, значение которого определяется точностью экспериментальных данных /3/.

Для мультипольного анализа были использованы те же экспериментальные данные, что и в работе /5/. Анализ выполнялся в два этапа. Сначала были получены регуляризованные оценки протонных амплитуд в двухканальном анализе реакций $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$, $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$. Для исследования однозначности этих оценок проводился поиск множества регуляризованных решений итерационным методом, использующим в качестве исходного приближения различные решения работы /4/. В результате было отобрано решение с минимальными значениями R и Ω , которое совпало с найденным в работе /3/. Остальные решения характеризуются значениями R , превышающими $R_{\min}$ более чем в 1,3 раза, и должны быть отвергнуты на основе статистического критерия Фишера /11/. Затем отобранное таким образом решение фиксировалось и совместно с данными о реакции $\gamma n \rightarrow \pi^- p$ было использовано для получения регуляризованных оценок всех трех изотопических компонент ($T = 0, 1/2, 3/2$) амплитуд фотопорождения.

Рассмотрим сначала изовекторные амплитуды (см. рис. 1). Как следует из рисунка, s -волновые амплитуды $E_{0+}^{1/2}$ и $E_{0+}^{3/2}$, найденные в мультипольном анализе, хорошо согласуются с предсказаниями дисперсионных соотношений только при учете вклада ω -мезона. Весьма существенным этот вклад является и для p -волновой амплитуды $M_{1-}^{3/2}$: он уменьшает ее абсолютное значение примерно вдвое по сравнению с предсказанием паде-приближения

и приводит к разумному описанию результатов мультипольного анализа в области энергий до 400 МэВ. Хотя $M_{1-}^{1/2}$ и $M_{1+}^{1/2}$ определяются с меньшей по сравнению с рассмотренными амплитудами точностью, но и для них вклад ω -мезона улучшает согласие теории с экспериментом. Амплитуда $E_{1+}^{1/2}$ характеризуется малым вкладом в нее обмена ω -мезоном и экспериментальные данные хорошо согласуются с предсказаниями паде-приближения.

Рассмотрим теперь изоскалярные амплитуды (см. рис. 2). Найденная в результате мультипольного анализа s -волновая амплитуда E_{0+}^0 слабо зависит от энергии и согласуется лишь с предсказанием паде-приближения; учет вклада ρ -мезона приводит к резкой энергетической зависимости этой амплитуды. Следует иметь в виду, что для этой амплитуды большую роль играет тензорное взаимодействие ρ -мезона с нуклоном, константа которого g_{ρ}^t определена не очень хорошо [7]. Если ее положить равной нулю, то удастся получить согласие между экспериментом и теорией и при учете вклада ρ -мезона. Экспериментальные значения p -волновой амплитуды M_{1-}^0 хорошо согласуются с результатами расчетов, в которых учитывается вклад обмена ρ -мезоном. Особенно существенен этот вклад для амплитуды E_{1+}^0 : он меняет ее знак и приводит к удовлетворительному описанию экспериментальных данных. Для амплитуды M_{1+}^0 результаты теоретических расчетов не очень сильно различаются между собой и согласуются с данными опыта.

Таким образом, сравнение предсказаний дисперсионных соотношений для амплитуд фоторождения пионов с результатами мультипольного анализа показывает, что применение метода паде-приближений с учетом вклада ρ -и ω -мезонов дает хорошее описание нерезонансных амплитуд в области энергий фотовозбуждения первого нуклонного резонанса.

Поступила в редакцию
23 апреля 1971г.

Л и т е р а т у р а

1. А. И. Лебедев, Б. В. Мангазеев, Л. В. Фильков, Краткие сообщения по физике ФИАН № 12, 28 (1979).

2. А. И. Лебедев, Б. В. Мангазеев, ЯФ, 32, 1431 (1980).
3. И. И. Мирошниченко, В. И. Никифоров, В. М. Санин и др., ЯФ, 32, 659 (1980).
4. И. И. Мирошниченко, В. И. Никифоров, В. М. Санин и др., ЯФ, 26, 99 (1977).
5. В. Б. Ганенко, И. И. Мирошниченко, В. И. Никифоров и др., Препринт ХФТИ 76-18, Харьков, 1976 г.
6. Б. В. Мангазеев, Сб. "Вопросы атомн. науки и техники", Сер. Общая и ядерная физика, вып. 4(10), 14 (1979).
7. M. M. Nagels et al., Nucl. Phys., B147, 189 (1979).
8. D. Berg et al., Phys. Rev. Lett., 44, 706 (1980).
9. N. Barash-Schmidt et al., Rev. Mod. Phys., 52, No. 2, 1 (1980).
10. А. Н. Тихонов, В. Я. Арсенин, Методы решения некорректных задач, М., Наука, 1979 г.
11. В. Идье, Д. Драйард, Ф. Джеймс и др., Статистические методы в экспериментальной физике, М., Атомиздат, 1976 г.