

ДИСПЕРСИОННЫЕ СООТНОШЕНИЯ И ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ КВАДРУПОЛЬНАЯ АМПЛИТУДА
ФОТОВОЗБУЖДЕНИЯ ИЗОБАРЫ Δ_{33} (1232)

А.И. Лебедев, Б.В. Мангазеев

Анализ найденных из дисперсионных соотношений амплитуд фоторождения пионов на нуклоне указывает на наличие резонансной компоненты в амплитуде электрического квадрупольного перехода в P_{33} -состояние πN -системы.

В последние годы интенсивно обсуждается вопрос о возможности фотовозбуждения изобары Δ_{33} (1232) за счет электрического квадрупольного перехода, который может быть обусловлен наличием тензорных сил взаимодействия между кварками [1–6].

В соответствующей фотовозбуждению Δ_{33} области энергий фотонов E_γ (250–450 МэВ) надежной основой для теоретического рассмотрения процесса $\gamma N \rightarrow \pi N$ являются дисперсионные соотношения [7]. Проанализируем с их помощью возможность фотовозбуждения Δ_{33} в квадрупольном переходе.

Известно, что магнитная дипольная амплитуда фоторождения πN -системы в P_{33} -состоянии $M_{1+}^{3/2}$ является доминирующей и определяется резонансным переходом $\gamma N \rightarrow \Delta_{33}$, в то время как электрическая квадрупольная амплитуда $E_{1+}^{3/2}$ мала и ее резонансная часть сильно подавлена. Дисперсионные соотношения для амплитуд $M_{1+}^{3/2}$ и $E_{1+}^{3/2}$ можно записать в виде

$$\operatorname{Re} M_{1+}^{3/2}(w) = M_{1+}^{3/2 B}(w) + \pi^{-1} \int_{M+m}^{\infty} K_{MM}(w, w') \operatorname{Im} M_{1+}^{3/2}(w') dw', \quad (1)$$

$$\operatorname{Re} E_{1+}^{3/2}(w) = E_{1+}^{3/2 B}(w) + \pi^{-1} \int_{M+m}^{\infty} [K_{EE}(w, w') \operatorname{Im} E_{1+}^{3/2}(w') + K_{EM}(w, w') \operatorname{Im} M_{1+}^{3/2}(w')] dw', \quad (2)$$

где w — полная энергия в с.ц.м.; $M_{1+}^{3/2}$ и $E_{1+}^{3/2}$ — борновские части амплитуд; M и m — массы нуклона и пиона; K_{MM} , K_{EE} , K_{EM} — известные кинематические функции (ядра), вклады мнимых частей всех остальных s , p - и d -волновых амплитуд фоторождения не учтены в дисперсионном интеграле, так как они малы. Реальные и мнимые части амплитуд связаны условием двухчастичной унитарности:

$$\operatorname{Im} M_{1+}^{3/2}(w) = \operatorname{Re} M_{1+}^{3/2}(w) \operatorname{tg} \delta_{33}(w), \quad (3)$$

$$\operatorname{Im} E_{1+}^{3/2}(w) = \operatorname{Re} E_{1+}^{3/2}(w) \operatorname{tg} \delta_{33}(w), \quad (4)$$

где $\delta_{33}(w)$ — фаза πN -рассеяния в P_{33} -состоянии. Подставив соотношения (3), (4) в (1) и (2), получим систему интегральных уравнений относительно $\operatorname{Re} M_{1+}^{3/2}$ и $\operatorname{Re} E_{1+}^{3/2}$.

Уравнение для амплитуды $M_{1+}^{3/2}$ не связано с уравнением для амплитуды $E_{1+}^{3/2}$. Реальная часть амплитуды $M_{1+}^{3/2}$ хорошо известна из мультипольных анализов; прямая проверка показывает, что интерполированная экспериментальная величина $\operatorname{Re} M_{1+}^{3/2}$ (мнимая часть находится из условия унитарности (3)) с хорошей точностью удовлетворяет условию (1) [8]. Таким образом, можно считать, что амплитуда $M_{1+}^{3/2}$, удовлетворяющая дисперсионным соотношениям, условию унитарности и хорошо описывающая современные экспериментальные данные, известна.

Для вычисления малой амплитуды $E_{1+}^{3/2}$ используем соотношения (2), (4). Будем решать интегральное уравнение для $E_{1+}^{3/2}$ итерациями (вклад от $\operatorname{Im} M_{1+}^{3/2}$ в нем известен). Быстрая сходимость итерационного ряда обеспечивается выбором хорошего нулевого приближения. Борновский член не является хорошим приближением к решению, поэтому интерполируем экспериментальную величину $E_{1+}^{3/2}$ так, чтобы

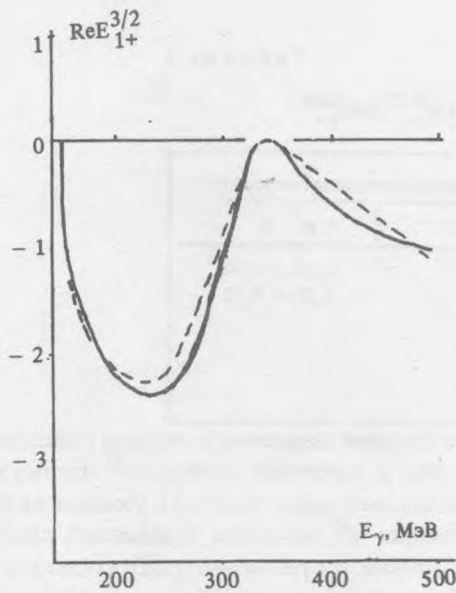


Рис. 1. Амплитуда $E_{1+}^{3/2}$ в единицах 10^{-3} В/мс. Пунктирная кривая – интерполяции экспериментальных данных, сплошная – результат расчета с помощью выражения (2), итерационным методом.

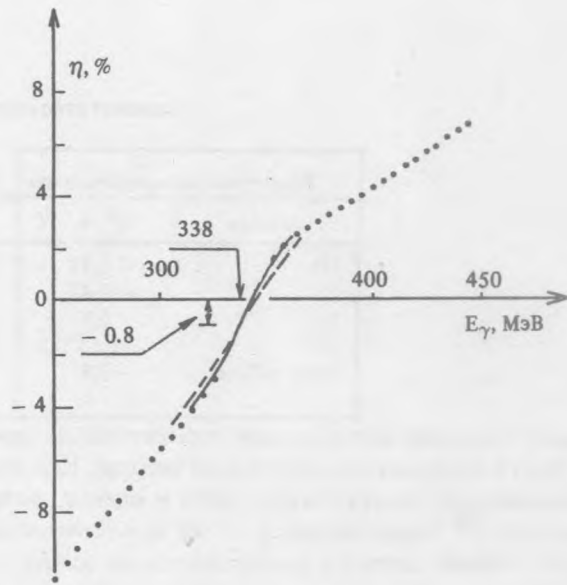


Рис. 2. Функция $\eta(w)$. Точки – результат, полученный в настоящей работе, сплошная и пунктирные кривые – интерполяция полиномами по методу наименьших квадратов соответственно по 12 и 35 точкам.

в среднем хорошо описать данные имеющихся мультипольных анализов, и возьмем эту интерполяцию за нулевое приближение. Вычисление первой итерации вносит поправку в решение до 10% в области энергий E_{γ} от 200 до 300 МэВ и до 30% в области энергий от 340 до 450 МэВ (рис. 1). Вычисление второй итерации практически не меняет решение. Следовательно, найденное решение с хорошей точностью удовлетворяет дисперсионному соотношению (2), условию унитарности (4) и в пределах ошибок эксперимента согласуется с данными об амплитуде $E_{1+}^{3/2}$. Для выделения из найденной амплитуды $E_{1+}^{3/2}$ ее резонансной части целесообразно использовать известную унитарную форму записи полной амплитуды (содержащей фон и резонанс) /9/. В дальнейшем удобно рассматривать отношение

$$\eta(w) = E_{1+}^{3/2}(w)/M_{1+}^{3/2}(w) = \text{Re}E_{1+}^{3/2}(w)/\text{Re}M_{1+}^{3/2}(w), \quad (5)$$

результаты вычисления которого представлены на рис. 2 для энергий E_{γ} от 250 до 450 МэВ точками с интервалом 5 МэВ. В работе /5/ показано, что значение функции $\eta(w)$ при энергии $w = w_0$, для которой $\cos \delta_{33}(w)$ обращается в нуль, равно отношению резонансных частей $E_{1+}^{3/2}$ и $M_{1+}^{3/2}$:

$$\eta(w_0) = E_{1+}^{3/2 R} / M_{1+}^{3/2 R} = \sqrt{\Gamma_{\gamma P}^E} / \sqrt{3\Gamma_{\gamma P}^M} = \eta^R,$$

где $\Gamma_{\gamma P}^E$, $\Gamma_{\gamma P}^M$ – ширина соответствующих радиационных распадов Δ_{33} . Значение η^R предсказывается в работах /1–4/ и найдено при обработке экспериментальных данных /5, 6/.

Для используемой нами экспериментальной фазы $\delta_{33}(w)$ энергия фотона, соответствующая энергии w_0 , равна 338 МэВ. Однако при $w = w_0$ $\text{Re}E_{1+}^{3/2}(w_0) = 0$ и $\text{Re}M_{1+}^{3/2}(w_0) = 0$, и прямое вычисление $\eta(w_0)$ по формуле (5) невозможно, а вычисление в окрестности w_0 может приводить к заметным ошибкам. Поэтому из дальнейшего рассмотрения были исключены значения $\eta(w)$ при энергиях $E_{\gamma} = 330, 335, 340, 345, 350$ МэВ и $\eta(w_0)$ было найдено путем интерполяции гладкой функции $\eta(w)$. При этом интерполяция проводилась методом наименьших квадратов полиномами 4-й, 5-й и 6-й степени по двенадцати ближайшим к $E_{\gamma} = 338$ МэВ вычисленным значениям $\eta(w)$ и по всем тридцати пяти значениям, отмеченным на рис. 2

Таблица 1

Значения отношения $\eta^R = E_{1+}^{3/2R} / M_{1+}^{3/2R}$

Теоретические предсказания		Экспериментальные результаты	
ссылка	$\eta^R, \%$	ссылка	$\eta^R, \%$
/1/	- 0,32	/5/	- 1,21 ± 0,08
/2/	- 0,42	/6/	- 1,83 ± 0,22
/3/	- 0,9		
/4/	- 1,5 ± 0,2		
Наст. работа	- 0,8		

точками. Результат интерполяции практически не зависит от степени полинома и хорошо описывает функцию $\eta(w)$ в соответствующей области энергий. Как видно из рис. 2, найденное значение η^R близко к - 0,8%.

Предсказания теоретических работ и оценки экспериментальных работ (табл. 1) указывают на то, что отношение η^R отрицательно, в то же время численные значения η^R меняются в довольно широком интервале. Анализ амплитуд фоторождения на основе дисперсионных соотношений подтверждает наличие резонансного вклада в электрическом квадрупольном переходе и дает дополнительную независимую оценку его величины.

ЛИТЕРАТУРА

1. Герштейн С. С., Джикия Г. В. ЯФ, 34, 1566 (1981).
2. Isgur N., Karl G., Koniuk R. Phys. Rev. D., 25, 2394 (1982).
3. Calberman G., Eisenberg J. M. Phys. Rev. D., 28, 71 (1983).
4. Davidson R., Mukhopadhyay N. C., Wittman R. Phys. Rev. Lett., 56, 804 (1986).
5. Омелаенко А. С., Сорокин П. В. ЯФ, 38, 668 (1983).
6. Грушин В. Ф. и др. Письма в ЖЭТФ, 39, 491 (1984).
7. Chew G. F. et al. Phys. Rev., 106, 1345 (1957).
8. Лебедев А. И., Мангазеев Б. В. Труды ФИАН, 186, 77 (1988).
9. Noelle P. Progr. Theor. Phys., 60, 778 (1978).

Поступила в редакцию 30 января 1990 г.