

$\rho^0 - \omega$ -ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ В РЕАКЦИЯХ $\gamma N \rightarrow \pi^+ \pi^- \Delta$

Н. Н. Ачасов, Г. Н. Шестаков

1. В настоящее время основная информация о величине и фазе амплитуды распада $\omega \rightarrow \pi^+ \pi^-$, обусловленного электромагнитным $\rho^0 - \omega$ -смешиванием [1 - 3], получается из экспериментов по изучению эффектов $\rho^0 - \omega$ -интерференции в $\pi^+ \pi^-$ спектрах масс [4 - 6]. Для количественного определения параметров электромагнитного $\rho^0 - \omega$ -смешивания важно знать относительную величину, относительную фазу и степень когерентности амплитуд реакций рождения ρ^0 - и ω -мезонов. Поэтому реакции с известными простыми механизмами ρ^0 - и ω -рождения наиболее удобны для изучения $\rho^0 - \omega$ -смешивания.

В то же время $\rho^0 - \omega$ -интерференцию в системе $\pi^+ \pi^-$ можно использовать как инструмент для проверки и уточнения теоретических механизмов ρ^0 - и ω -рождения [4].

В обоих случаях особый интерес представляют процессы, в которых сечения рождения ω -мезона много больше сечений ρ^0 -рождения, так как для них нужно ожидать значительное усиление $\rho^0 - \omega$ -интерференции.

В этой статье мы хотим отметить, что примерами таких реакций являются $\gamma N \rightarrow \rho^0 \Delta$ и $\gamma N \rightarrow \omega \Delta$ реакции, эксперименты по которым проводятся в настоящее время и уже получены первые данные [7 - 12].

Мы покажем, что из теоретических соображений в реакциях $\gamma N \rightarrow \pi^+ \pi^- \Delta$ следует ожидать намного более сильного эффекта $\rho^0 - \omega$ -интерференции по сравнению с хорошо изученными реакциями $\gamma A \rightarrow \pi^+ \pi^- A$ (см. рисунок).

2. Спектр масс $\pi^+ \pi^-$ -мезонов с учетом $\rho^0 - \omega$ -смешивания в области резонансов записывается в виде, см., например, [4]:

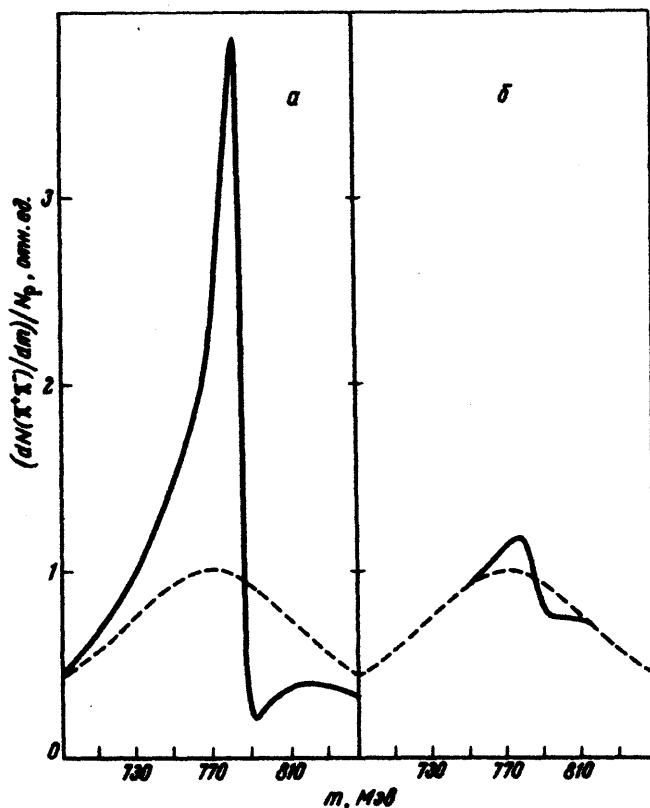
$$\frac{dN(\pi^+ \pi^-)}{dm} \sim \frac{N_\rho \Gamma_\rho}{|D_\rho(m)|^2} \left(1 + 2d \cos \phi \left| \frac{\delta}{D_\omega(m)} \right| \frac{N_\omega^{1/2}}{N_\rho^{1/2}} + \frac{N_\omega}{N_\rho} \left| \frac{\delta}{D_\omega(m)} \right|^2 \right). \tag{1}$$

Здесь m - инвариантная масса $\pi^+ \pi^-$ -системы, N_V - полное число событий рождения V -мезона ($V = \rho^0, \omega$), $D_V(m) = m - m_V + i\Gamma_V/2$, m_V и Γ_V - соответственно масса и ширина V -мезона, δ - амплитуда электромагнитного $\rho^0 - \omega$ -перехода; фактор когерентности d и фаза ϕ имеют вид:

$$d = \left| \sum_i A_i^\rho A_i^\omega \right| / \left[\left(\sum_i |A_i^\rho|^2 \right) \left(\sum_i |A_i^\omega|^2 \right) \right]^{1/2}; \tag{2}$$

$$\phi = \phi_\delta + \arctg \frac{\Gamma_\omega}{2(m_\omega - m)} + \arctg \frac{\sum_i |A_i^\rho| |A_i^\omega| \sin \phi_i}{\sum_i |A_i^\rho| |A_i^\omega| \cos \phi_i},$$

где A_i^γ — амплитуда рождения V -мезона с определенной конфигурацией спинов частиц, участвующих в реакции, ϕ_δ — фаза δ , ϕ_i — относительная фаза между амплитудами A_i^ρ и A_i^ω .



ρ° — ω -интерференция в реакциях: $a - \gamma N \rightarrow \pi^+ \pi^- \Delta$,
 $b - \gamma A \rightarrow \pi^+ \pi^- A$. $\Gamma_\rho = 140 \text{ Мэв}$, $m_\rho = 770 \text{ Мэв}$,
 $\Gamma_\omega = 12 \text{ Мэв}$, $m_\omega = 784 \text{ Мэв}$, $\delta = 2,9 \text{ Мэв}$

Чтобы увидеть, какой эффект $\rho^\circ - \omega$ -интерференции можно ожидать в реакциях $\gamma N \rightarrow \pi^+ \pi^- \Delta$ при высоких энергиях, попытаемся установить относительные величины и относительные фазы амплитуд фоторождения $\rho^\circ \Delta$ и $\omega \Delta$. Для этого рассмотрим механизмы $\gamma N \rightarrow \rho^\circ \Delta$ и $\gamma N \rightarrow \omega \Delta$ процессов. Амплитуды $\gamma N \rightarrow \omega \Delta$ обусловлены обменами в t -канале квантовыми числами: изотопическим спином $I = 1$, зарядовой четностью $C = +1$ и четностью $P = \pm 1$. В $\gamma N \rightarrow \rho^\circ \Delta$, помимо обменов в t -канале теми же квантовыми числами, возможен обмен $I = 2$. При высоких энергиях естественно считать, что его вклад асимптотически мал по сравнению с вкладом соответствующим $I = 1$. Кроме того, интерференцию между амплитудами с $I = 2$ и $I = 1$ можно исключить рассматривая сумму сечений $\gamma p \rightarrow \rho^\circ \Delta^+$ и $\gamma n \rightarrow \rho^\circ \Delta^0$ реакций. В дальнейшем мы пренебрегаем обменом $I = 2$ в t -канале. Тогда механизмы $\rho^\circ \Delta$ и $\omega \Delta$ фоторождения будут обусловлены обменами полностью одинаковыми t -канальными квантовыми числами. Предположим далее, что при

высоких энергиях промежуточные состояния t -канала $\gamma N \rightarrow V\Delta$ реакций являются только: $SU(3)$ -октетами, что, например, справедливо в модели полюсов Редже и в модели полюсов с абсорбцией. Применяя теперь $SU(3)$ -симметрию к t -канальным амплитудам $\gamma N \rightarrow V\Delta$ реакций получаем соотношение:

$$A_i^{\rho}(\gamma N \rightarrow \rho^0 \Delta) \approx \frac{1}{3} A_i^{\omega}(\gamma N \rightarrow \omega \Delta). \quad (3)$$

Здесь мы воспользовались также тем, что синус угла смешивания ω - и ϕ -мезонов равен $1/\sqrt{3}$ и пренебрегли амплитудами $\gamma N \rightarrow \phi \Delta$ реакции, так как ϕ -мезон практически не связан с нестранными частицами¹⁾. Следовательно:

$$N_{\omega} \approx 9N_{\rho}, \quad d \approx 1, \quad \phi = \phi_{\delta} + \arctg \frac{\Gamma_{\omega}}{2(m_{\omega} - m)}. \quad (4)$$

Имеющиеся экспериментальные данные по $\rho^0 - \omega$ -интерференции в $\pi^+ \pi^-$ -спектрах масс указывают, что δ практически чисто действительна, а $\Gamma_{\omega 2\pi} / \Gamma_{\omega 3\pi} \approx 1 \div 4\%$, см., например, [4 - 6], в согласии с теоретическими оценками [1 - 3]. На рис. а сплошной кривой изображена величина $(dN(\pi^+ \pi^-) / dm) / N_{\rho}$ для реакций $\gamma N \rightarrow \pi^+ \pi^- \Delta$, вычисленная по формуле (1) с учетом (3) и значения $\delta = 2,9$ мэв, что соответствует $\Gamma_{\omega 2\pi} / \Gamma_{\omega 3\pi} \approx 2\%$, ($\Gamma_{\omega 2\pi} \approx 4|\delta|^2 / \Gamma_{\rho}$), пунктирная линия отвечает только ρ^0 -мезону. На рис. б - то же самое для реакций $\gamma A \rightarrow \pi^+ \pi^- A$, при этом, как обычно, считается, что основным является обмен вакуумными квантовыми числами и выполняется соотношение (см., например, [4, 5]):

$$A_i^{\rho}(\gamma A \rightarrow \rho^0 A) \approx 3A_i^{\omega}(\gamma A \rightarrow \omega A). \quad (5)$$

Как видно из (3) и (5) интерференционный член в (1) для $\gamma N \rightarrow \pi^+ \pi^- \Delta$ усилен в 9 раз по сравнению с интерференционным членом для $\gamma A \rightarrow \pi^+ \pi^- A$. Об этом дают также представление приведенные рисунки.

3. При изучении квазидвухчастичных реакций существует общий вопрос отделения нерезонансных фоновых процессов. В данном случае главными из них, по-видимому, являются большие при высоких энергиях, нерезонансные в области Δ процессы $\gamma p \rightarrow (\rho^0, \omega) \pi^+ n$, $\gamma n \rightarrow (\rho^0, \omega) \pi^- p$, в которых πN -система находится в состоянии с $l = 1/2$, а в t -канале происходит обмен вакуумными квантовыми числами [9 - 10]. Их смесь может, в принципе, сгладить описанную картину $\rho^0 - \omega$ -интерференции в реакциях $\gamma N \rightarrow \pi^+ \pi^- \Delta \rightarrow \pi^+ \pi^- (\pi N)$, так как для амплитуд таких нерезонансных процессов выполняется соотношение (5). Если в

¹⁾ Отметим, что для однопионного обмена, который может доминировать в определенной области энергий и переданных импульсов [9, 10], а также для обменов A_1, A_2 полюсами Редже в модели векторной доминантности (VDM) можно получить (для каждого из них) соотношение (3) с точностью до фазы. Соотношение же (3) в рамках VDM получается вследствие кроссинг симметрии для векторных мезонов, возникающей только в схеме $SU(3)$.

области Δ -резонанса брать сумму сечений процессов $\gamma p \rightarrow \pi^+ \pi^- (\pi^+ n)$ и $\gamma n \rightarrow \pi^+ \pi^- (\pi^- p)$, то интерференция с указанным фоном исчезает и его можно отделять, как некогерентный.

Мы благодарны И.Ф.Гинзбургу, В.Г.Сербо, В.В.Серебрякову, В.Л.Черняку за обсуждение и Д.В.Ширкову за интерес к работе.

Институт математики
Сибирское отделение
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
18 февраля 1972 г.

Литература

- [1] S.L.Glashow. Phys. Rev. Lett., 7, 469, 1961.
- [2] M.Gourdin, L.Stodolsky, F.M.Renard. Phys. Lett., 30B, 347, 1969.
- [3] G.R. Allcock. Nucl. Phys., B21, 269, 1970.
- [4] G.Goldhaber. Talk presented at the 1970 Conference on Meson Spectroscopy, Philadelphia, May 1 – 2, 1970; Preprint UCRL-19850.
- [5] R.Marshall. Talk presented at the International Conference on Meson Resonance and Related Electromagnetic Phenomena, Bologna, 14 – 16 April 1971; Preprint DNPL./P-73.
- [6] J.Lefrancois. Report presented at the 1971 International Symposium on Electron and Photon Interactions at High Energies, Ithaca, New York, Aug. 23 – 27, 1971; Preprint LAL-1256.
- [7] ABBNМ Collaboration. Phys. Rev., 188, 2060, 1969.
- [8] J.Ballam et al. Phys. Lett., 30B, 421, 1969.
- [9] Y.Eisenberg et al. Phys. Rev. Lett., 25, 764, 1970.
- [10] Y.Eisenberg et al. Nucl. Phys., B25, 499, 1971.
- [11] J.Ballam et al. Phys. Rev. Lett., 26, 995, 1971.
- [12] A.Levy. SLAC Report No. 136, p.9, September 1971.