

ОБ ОДНОМ СПОСОБЕ ИЗУЧЕНИЯ РЕЗОНАНСОВ
В ФОТОРОЖДЕНИИ МЕЗОНОВ

В. А. Царев

В последнее время успехи в изучении πN -рассеяния привели к открытию целого ряда новых барионных резонансов в области $1,5 + 3 \text{ Гэв}$. Попытки обнаружить эти "новые" резонансы в фоторождении мезонов на нуклонах до сих пор большого успеха не имели: большая часть резонансов вообще не обнаружена (например $P_{11}(1470)$, $S_{31}(1640)$, $S_{11}(1710)$ и др.), на присутствие других имеются только слабые указания. Такое положение связано, вероятно, прежде всего, с малостью вкладов этих резонансов в фоторождении по сравнению с нерезонансным фоном и недостаточностью экспериментальных данных. С другой стороны возможно существование правил отбора, запрещающих или подавляющих проявление этих резонансов в фоторождении (так, например, в простой кварковой модели переход $P_{11} \rightarrow \gamma p$ является запрещенным $[1]$). Это обстоятельство делает особенно интересными поиски резонансов в фоторождении. Проведение полного мультипольного анализа, который, аналогично фазовому анализу πN -рассеяния, позволил бы выявить резонансы, затрудняется наличием почти вдвое большего (по сравнению с πN -рассеянием при тех же значениях момента) число параметров, описывающих фоторождение. Кроме того, в настоящее время отсутствуют многие необходимые для такого анализа данные. Что касается выделения резонансов только по наблюдению слабых "горбов" в сечении, то легко видеть, что наличие "горба" не обязательно связано с характерным поведением резонансной части мультиполя: прохождением реальной части через нуль и максимумом мнимой части в резонансе.

Исходя из этого, мы предлагаем для изучения резонансов в фоторождении π^0 , η , X ,...- мезонов (т. е. мезонов, имеющих двухфотонный распад) метод, основанный на измерении сечения под малыми углами, где существенен вклад (реальной) амплитуды рождения за счет однофотонного обмена (эффекта Примакова), интерференция с которой позволяет отделить реальную и мнимую части амплитуды. (В некотором смысле эти измерения аналогичны поляризационным.)

Амплитуда эффекта Примакова P может быть записана в виде :

$$P = Y t^{-1} \epsilon^{\mu\nu\lambda\sigma} \bar{u}(p_2) [F_1 \gamma_{\mu} + (2N)^{-1} F_2 \sigma_{\mu\delta} (P_1 - P_2) \delta] u(p_1) \epsilon_{\nu\lambda} q_{\mu} k_{\sigma} \quad (1)$$

Здесь Y — амплитуда двухфотонного распада мезона, связанная с его временем жизни τ соотношением :

$$Y = 8 \sqrt{\pi / \tau \mu^3} \quad (2)$$

F_1, F_2 — нуклонные формфакторы. Используя (1) можно найти вклады P в инвариантные амплитуды фоторождения [2] :

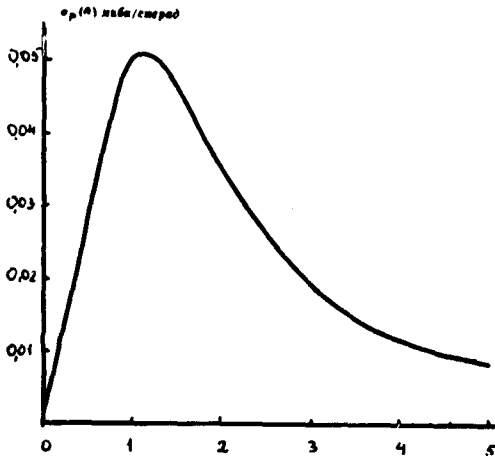
$$P_1 = - Y F_2 / 2N, \quad P_2 = Y F_2 / 2Nt, \quad P_3 = 0, \quad P_4 = Y F_1 / t \quad (3)$$

и выражение для сечения эффекта Примакова :

$$\sigma_P(\theta) = \sigma_0 \left[- \frac{g(t - \mu^2)^2}{8t W^2 k} (F_1 + F_2)^2 + \frac{k q^3 \sin^2 \theta}{t^2} (F_1^2 - \frac{t}{4N^2} F_2^2) \right], \quad (4)$$

$$\sigma_0 = \frac{e^2}{4\pi} \frac{\gamma^2}{8\pi} \cdot$$

Заметим, что (4) отличается от выражения, полученного в работе [3] видом первого члена, существенного в области малых углов. Для иллюстрации на рисунке изображено сечение σ_P рождения π^0 -мезонов на про-



тонах при $E = 1,1$ Гэв (область S_{11} (1710) резонанса), вычисленное по формуле (4) с $\tau_{\pi^0} = 0,9 \cdot 10^{-16}$ сек. (Подробные вычисления интерферен-

ционных эффектов для энергий, соответствующих "новым" резонансам будут даны в следующей работе.) Сечение σ_p имеет острый пик в области малых углов ($\theta^* \sim 1^\circ$) и быстро спадает при увеличении угла. Это обстоятельство позволяет отделять вклады, связанные с P , измеряя сечение при $\theta \sim \theta^*$ и под углами ($\sim 5 + 10^\circ$), где вклад P несущественен и, таким образом, находить величину и знак $\text{Re} T_0$ (предполагая знак Y известным [4]), а из условия $\sigma = (\text{Re} T_0)^2 + (\text{Im} T_0)^2$ также и величину $\text{Im} T_0$. (T_0 — "ядерная" амплитуда).

Совместное рассмотрение энергетической зависимости $\text{Re} T_0(E)$ и $\text{Im} T_0(E)$ может служить способом изучения резонансов, вклад которых можно выделять либо с помощью конкретной параметризации, либо просто предполагая, что нерезонансный фон достаточно гладкий и $\text{Re} T_{\text{рез}}(E') \sim \text{Im} T_{\text{рез}}(E') \sim \text{Re} T_{\text{рез}}(E_{\text{рез}}) = 0$, где E' — энергия вдали от резонансной $E_{\text{рез}}$.

Если вместо нуклона в качестве мишени использовать ядро с нулевым спином, то анализ эффекта упрощается, так как сечение в этом случае определяется только одной амплитудой.

Интересно отметить, что эффект Примакова должен приводить к значительному усилению поляризационных эффектов под малыми углами. Так, поляризация нуклонов отдачи и асимметрия рождения на поляризованном нуклоне зависят от произведения спиральных амплитуд [5] H_4 и H_1 , имеющих большие вклады эффекта Примакова, на амплитуду H_2 , наибольшую из "ядерных" амплитуд под малыми углами. Выделение в этих эффектах вклада P дает возможность определять величину и знак мнимой части H_2 .

Физический институт
им. П.Н. Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
26 ноября 1969 г.

Литература

- [1] R.G.Moorhouse. Phys. Rev. Lett., 16, 772, 1966.
- [2] G.F.Chew, M.L.Goldberger, F.E.Low, Y.Nambu. Phys. Rev., 106, 1345, 1957.
- [3] В.М.Арутюнян. ЖЭТФ, 42, 1112, 1962.
- [4] F.J.Gilman. Preprint SLAC-PUB-594, 1969.
- [5] R.L.Walker. Phys. Rev., 182, 1729, 1969.