

ФОНОВЫЙ ПРОЦЕСС ПРИ НАБЛЮДЕНИИ $\rho'(1100)$ В DES Y

В.М.Буднев, А.Е.Калошин, В.В.Серебряков

В связи с обнаружением резонансной структуры в реакции $\gamma\rho \rightarrow e^+e^-\rho$ в DES Y при массе лептонной пары 1,1 Гэв, рассмотрен механизм рождения, неучтенный при обработке эксперимента. Соответствующая амплитуда резко меняется в этой области.

В последнее время появились новые экспериментальные данные [1, 2] по изучению реакции $\gamma\rho \rightarrow e^+e^-\rho$. В эксперименте измерялось как эффективное сечение в зависимости от массы рожденной пары M , так и величина азимутальной асимметрии вылета образовавшихся лептонов. Основными источниками пар e^+e^- являются процесс Бете – Гайтлера (рис. 1, а) и виртуальный комптон-эффект (рис. 1, б).

Эффективное сечение определяется суммой квадратов модулей этих амплитуд, а параметр азимутальной асимметрии пропорционален величине

$$I = \text{Re}(F_{Б.Г.} F_{\kappa}) = F_{Б.Г.} \text{Re} F_{\kappa} \quad (1)$$

$F_{Б.Г.}$ – амплитуда процесса Бете – Гайтлера, F_{κ} – амплитуда комптон-эффекта.

При обработке эксперимента использовалась амплитуда комптон-эффекта в рамках модели векторной доминантности (рис. 2, а). Учет обычных векторных мезонов ρ , ω , ϕ неплохо описывает спектр масс рожденной пары, однако этого недостаточно для описания азимутальной асимметрии. Для того, чтобы в рамках этого механизма описать экспериментальные данные, необходимо ввести дополнительно векторные мезоны с массами 1110, 1240, и 1550 Мэв, первый из них является совершенно новым объектом, но вполне четко виден на фоне экспериментальных ошибок. В то же время этот резонанс не проявляется на встречах e^+e^- -пучках.

В связи с этим мы хотим отметить, что существует другой механизм рождения e^+e^- -пары в реакции $\gamma\rho \rightarrow e^+e^-\rho$ рис. 2, б, в который может приводить к резким изменениям параметра асимметрии именно в области $M_{ee} \sim 1100$ Мэв. Для реакции $\gamma\rho \rightarrow \rho^-\rho$ подобный механизм уже обсуждался как фоновый (см., например, [3]).

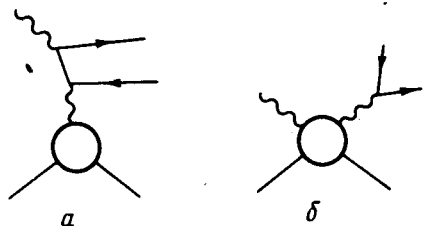


Рис. 1

Быстро меняющийся с M_{ee} вклад этого графика в реальную часть амплитуды комптон эффекта можно оценить заменив пропагаторы частиц 1 и 2 соответствующими дельта функциями. В итоге получим:

$$\text{Re } F_{\kappa} = \text{Re } F_{\kappa}^{\text{VDM}} + B \rho_{\pi\omega} F_D \text{Re } F_{\gamma\pi\omega}. \quad (2)$$

Здесь F_{κ}^{VDM} — амплитуда в модели векторной доминантности, $\rho_{\pi\omega}$ фазовый объем $\pi\omega$ системы, F_D — амплитуда ДЕКК эффекта, для которой, как обычно, принято $\text{Re } F_D \gg \text{Im } F_D$; $F_{\gamma\pi\omega}$ — формфактор перехода $\gamma^* \rightarrow \pi\omega$, значения $|F_{\gamma\pi\omega}|$ определяются из экспериментально наблюдаемого сечения $e^+e^- \rightarrow \pi^0\omega$, а от его фазы критериальным образом зависит F_{π} — формфактор пиона при $M_{\pi\pi} = 1 \div 1,3$ Гэв.

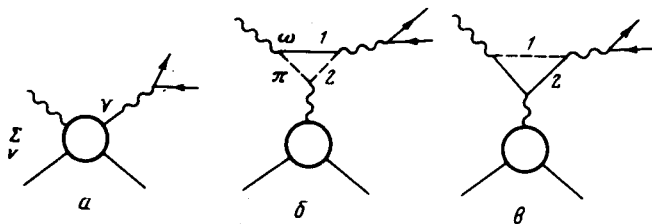


Рис. 2

В работе [4] было показано, что данные по F_{π} [5], $\sigma_{e^+e^- \rightarrow \pi^0\omega}$ описываются согласованно, если в системе $\pi\omega$ существует векторный мезон ρ' (1250) причем $g_{\rho' \rightarrow \pi\pi} = 0$, а $F_{\gamma\pi\omega}$ представляется в первом приближении как суперпозиция вкладов ρ и ρ' мезонов:

$$F_{\gamma\pi\omega} = \frac{g_{\rho\omega\pi}}{g_{\rho\gamma}} \frac{m_{\rho'}^2}{(m_{\rho'}^2 - s - i\Gamma_{\rho} m_{\rho})} + \frac{g_{\rho'\omega\pi}}{g_{\rho'\gamma}} \frac{m_{\rho'}^2}{(m_{\rho'}^2 - s - i\Gamma_{\rho'} m_{\rho'})}. \quad (3)$$

Отсюда следует, что $\text{Re } F_{\gamma\pi\omega}$ имеет минимум при $M \sim 1,1$ Гэв. Более точно реальная часть формфактора $F_{\gamma\pi\omega}$ выглядит так

$$\operatorname{Re} F_{\gamma\pi\omega} = |\Omega_2| \left[\frac{m_{\rho'}(s_0 - s)(m_{\rho'}^2 - s)}{s_0 m_{\rho'}^2 (m_{\rho'}^2 - s)} - \frac{\Gamma_{\rho'}(s)}{m_{\rho'}} \right] \left[\frac{p_{\pi}^3 s(1 - \eta)}{2 p_{\omega}^3 (1 + \eta)} \right]^{\frac{1}{2}} \frac{|F_{\pi}|}{|\Omega_2|} \quad (4)$$

Здесь η коэффициент неупругости $\pi\pi$ -рассеяния, $s_0 \sim 1 \text{ ГЭВ}^2$

$$p_{\omega} = \{ [s - (m_{\omega} + m_{\pi})^2][s - (m_{\omega} - m_{\pi})^2] / 4s \}^{\frac{1}{2}},$$

$$\Omega_2(s) = m_{\rho'}^2 / (m_{\rho'}^2 - s - i\Gamma_{\rho'}(s) m_{\rho'}),$$

$$\Gamma_{\rho'}(s) = \Gamma_{\rho'} \frac{p_{\omega}^3(s)}{p_{\omega}^3(m_{\rho'}^2)} \frac{R^2 p_{\omega}^2(m_{\rho'}^2) + 1}{R^2 p_{\omega}^2(s) + 1} \frac{m_{\rho'}}{\sqrt{s}}.$$

Используя данные [5, 6] для параметров s_0 , $m_{\rho'}$, $\Gamma_{\rho'}$ в [4] было получено

$$m_{\rho'} \approx 1150 \div 1200 \text{ МэВ}; \quad \Gamma_{\rho'} = 240 \text{ МэВ}; \quad s_0 \approx 0,9 \text{ ГЭВ}^2.$$

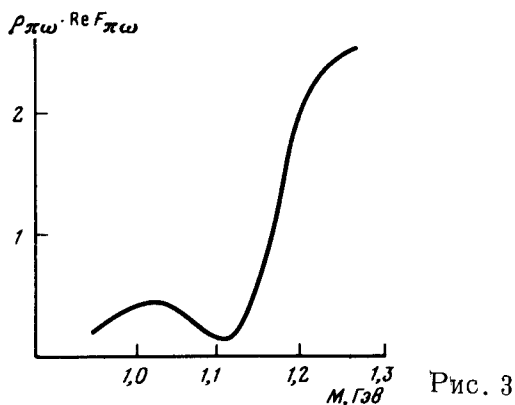


Рис. 3

На рис. 3 изображена в произвольном масштабе величина $\rho_{\pi\omega} \operatorname{Re} F_{\gamma\pi\omega}$, рассчитанная по формуле (4). Видно, что она резко меняется в интересующей нас области M_{ee} , что в принципе может приводить к появлению максимума в выражении для азимутальной асимметрии (1). Таким образом, пик, который наблюдался в окрестности $M_{ee} \sim 1100 \text{ МэВ}$ может быть не проявлением нового резонанса, а происходить из рассмотренного здесь механизма. Разумеется для окончательного вывода нужны численные оценки с учетом эффективности регистрации. Однако, несомненно, необходим более тщательный анализ фоновых эффектов, чем это проделано в работах [1, 2].

Литература

- [1] P.Loos et. al.DFSY Preprint 77/09, 1977.
 - [2] S.Bartalucci et.al. Nuovo sim., 39A, 374, 1977.
 - [3] T.Bauer. Phys. Rev. Lett., 25, 485, 1970.
 - [4] Н.М.Буднев, В.М.Буднев, В.В.Серебряков. Phys. Lett., 64B, 307, 1977; Препринт ТФ-88 ИМ СО АН СССР, 1976, г. Новосибирск.
 - [5] A.D.Bukin et, al. Phys. Lett., 73B, 226, 1978.
 - [6] V.A.Sidorov Talk given at XV111 Int.Conf. on High Energy Physics, Tbilisi 1978.; G.Cosme et.al.Phys.Lett., 63B, 349, 1976.
-