

**РОЖДЕНИЕ ТЕНЗОРНЫХ И СКАЛЯРНЫХ МЕЗОНОВ  
В  $e e$ -СТОЛКНОВЕНИЯХ**

*В.М.Буднев, А.К.Сливков*

1. Использование ускорителей со встречными пучками электронов позволяет хорошо изучить векторные резонансы ( $\rho, \omega, \phi$ ) [1]. Рождение резонансов с другими спинами (0, 2, ...) происходит в следующих порядках по  $a$  по схемам: рис. 1,а [2], рис. 1,б [3] или рис. 2.

Извлечение информации о сечении рождения резонансов по схеме рис. 1, а затруднено из-за большого радиационного флуоресценции, связанного с рождением векторных резонансов  $\rho$ ,  $\omega$ ,  $\phi$ . Изучение резонансов в процессах, идущих по схеме рис. 1, б, сильно модельно зависимо. Мы рассматриваем рождение резонансов в процессе, идущем по схеме рис. 2, и для определенности говорим о  $e^+e^-$ -пучках. Сталкивающиеся электронные пучки являются источником встречных фотонных пучков (виртуальных), рождающих резонанс. Для изучения свойств резонансов нам необходимо измерять энергии  $E_i$  и углы рассеяния  $\theta_i$  конечных электронов. Это позволяет в одном и том же эксперименте изучать сечения рождения различных резонансов при различных  $q_i^2$ . Изучение угловых корреляций и энергетических корреляций рассеянных электронов позволит определить ширину  $\Gamma_{ab}$  распадов  $R \rightarrow 2\gamma$  для различных поляризаций  $a, b$  и "масс"  $q_i^2$  фотонных пучков.

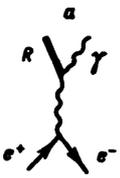
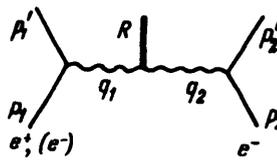
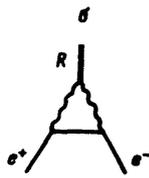


Рис. 1



$$\begin{aligned}
 S &= (q_1 + q_2)^2 - M_R^2 \\
 p_1^0 - p_2^0 &= E_1; p_1^0 = E_1; p_2^0 = E_2 \\
 q_i^2 &= -4EE_i \sin^2 \theta_i / 2 \\
 &= -m_e^2 (E - E_i)^2 / EE_i
 \end{aligned}$$

Рис. 2

2. Дифференциальное сечение для узкого резонанса  $\Gamma \ll M_R$

$$\begin{aligned}
 \frac{d\sigma}{dE_1 d\Omega_1 dE_2 d\Omega_2} &= \left( \frac{\alpha}{2\pi} \right)^2 \frac{E_1 E_2}{E E} \frac{M_R (2S + 1)}{q_1^2 q_2^2} \times \\
 &\times \sum_{\substack{a-c=b-d \\ a, b, c, d = \pm 1, 0}} \rho_1^{ab} \rho_2^{cd} \Gamma_{acbd} \delta(s - M_R^2). \quad (1)
 \end{aligned}$$

Здесь  $\rho^{ab}$  — поляризационные матрицы плотности электронов [4],  $\Gamma_{a,b,c,d}(q_1^2, q_2^2) = \Gamma_{a,b}(q_1^2, q_2^2)$  — ширина распада резонанса на виртуальные фотонные с массами  $q_1^2, q_2^2$  и спиральностями  $a, b$ . Слагаемые  $\Gamma_{a,c,b,d}$ ;  $a \neq b$ ;  $c \neq d$  связаны с амплитудами  $\gamma\gamma$ -рассеяния, в которых спиральности отдельных частиц не сохраняются (после усреднения по углу между плоскостями рассеяния электронов они не дают вклада в полное сечение).

3. Для оценки полного сечения учтем лишь вклад поперечных фотонных пучков. Если в эксперименте измеряются лишь малые  $\theta_i$ ,  $q_i^2 \ll m_p^2, M_R^2$ , то вклад от скалярных фотонных пучков мал

$$\sum_{a, b = \pm 1} \Gamma_{ab}(-q_1^2, -q_2^2 \ll m_p^2, M_R^2) = \Gamma^2 \gamma \quad (2)$$

Здесь  $\Gamma^2 \gamma$  — полная ширина двухфотонного распада  $R \rightarrow 2\gamma$

$$\sigma_{ee \rightarrow eeR} = 16 a^2 (2S + 1) (\Gamma^2 \gamma / M^3 R) \left( \tilde{\gamma} = \frac{E \theta}{\pi_e}; k = \frac{4E^2}{M_R^2} \right), \quad (3)$$

$$I = \frac{1}{4k^2} \int_1^k \frac{dx}{x} [(2x^2 - 2x + 1) \ln \tilde{\gamma}(x-1) - x(x-1)] \times \\ \times \left[ \left( \frac{2(k-x)k}{x^2} + 1 \right) \ln \tilde{\gamma} \frac{k-x}{x} - \frac{k(k-x)}{x^2} \right] \quad (4)$$

$\theta$  максимальный угол регистрации электронов.

Для  $E = 3,5 \text{ Гэв}$  и  $\theta = 10^\circ$  сечения рождения конкретных резонансов приведены в таблице

Частица	$\eta_{o+}$	$\eta(x^\circ)$	$\eta_N$	$\eta_{o-}$	$f$	$A_2$	$E$	$f'$
$M(S)$	700(0)	958(0?)	1016(0)	1060(0)	1260(2)	11300(2)	420(0?)	1515(2)
$\Gamma^2 \gamma$	$a^2 \Gamma$	[6]	$a^2 \Gamma$	$a^2 \Gamma$	[5]	[5]	[7]	[5]
$\Gamma^2 \gamma_{\text{кэл}}$	5	220	1,25	5	28	31	240	2,8
$\sigma \cdot 10^{33} \text{ см}^2$	1	13,5	0,06	0,19	2,8	2,5	2,7	0,12

В отличие от Лоу [8] мы учли лишь вклады  $|q_i^2| < m_e^2 \tilde{\gamma}^2$ . Учет больших  $q_i^2$  требует знания фазовых факторов и не дает существенного вклада в сечение, кроме того мы не полагаем  $\ln k \ll \ln \tilde{\gamma}$ , что увеличивает оценку при больших энергиях.

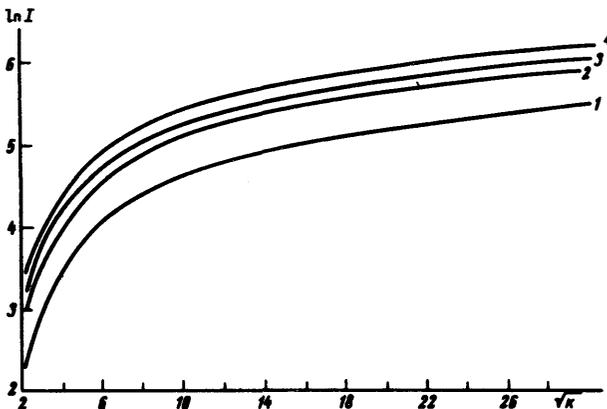


Рис. 3. 1 -  $\tilde{\gamma} = 100$ ,  
2 -  $\tilde{\gamma} = 500$ , 3 -  $\tilde{\gamma} = 1000$ ,  
4 -  $\tilde{\gamma} = 2000$ .

4. Так как полное сечение  $\sigma_{ee \rightarrow eeR}$  пропорционально  $2S + 1$ , то при наличии независимого определения  $\Gamma^2 \gamma$  можно определить спин резонанса. Определение спина возможно также в опытах с поляризованными электронами. Заметим, что  $\Gamma_{TS}$  равно нулю для скалярных частиц.

Авторы благодарны Н.Н. Ачасову, В.Е. Балакину, А.И. Ванштейну, И.Ф. Гинзбургу, В.Г. Сербо, Б.Л. Черняку и И.Б. Хриповичу за полезные обсуждения.

Новосибирский  
государственный университет

Поступила в редакцию  
16 октября 1970 г.

## Литература

- [1] В.Л.Ауслендер и др. Proc. of the Standford Inter. Symp. on Electron and Photon Interactions, Standford at High Energies, 1967.
  - [2] M.J.Crentz, M.B. Einhorn. Phys. Rev, 1 D, 2537, 1970.
  - [3] А.И.Банштейн, И.Б.Хрипович. Доклад на 15 конференции по физике высоких энергий, Киев, 1970.
  - [4] Б.М.Буднев, И.Ф.Гинзбург. ЯФ, 13, вып. 2, 1971.
  - [5] Г.М.Радущий. ЯФ, 8, 115, 1968.
  - [6] A.H.Rosenfeld. Review of Particle Properties. Phys. Lett., August, 1970.
  - [7] W.Tybor, A-N.Zaslavsky. Preprint JINR E-2-4976, 1970.
  - [8] F.E.Low. Phys. Rev., 120, 1860, 1960.
-