

ДВУХЧАСТИЧНЫЕ РАСПАДЫ Ψ -РЕЗОНАНСОВ И ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ЭФФЕКТЫ

В.В.Бажанов, Г.П.Пронько, Л.Д.Соловьев

Получена формула для сечения процессов $e^+e^- \rightarrow l^+l^-$ в резонансной области, справедливая во всех порядках по электромагнитному взаимодействию. Ее применение к ψ -резонансам позволяет определить резонансные параметры.

В этой статье мы продолжим [6] анализ электромагнитных эффектов при рождении недавно открытых тяжелых узких $\psi(J)$ резонансов

[1-3] и рассмотрим сечения двухчастичных процессов $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ и $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ в резонансной области. В этом случае, в отличие от полного сечения аннигиляции [6], имеет место интерференция с фоновыми процессами.

При рождении ψ -резонансов, благодаря их малой ширине и большой массе M , электромагнитные поправки характеризуются тремя различными эффективными константами: $a \ln(M/m_e) \ln(M/d)$, $a \ln(M/m_e)$ и a , где m_e — масса электрона, d — ширина резонанса или разрешение пучка по энергии, a — постоянная тонкой структуры. Первая константа близка к 0,5 и по ней необходимо суммировать. Члены порядка $a \ln(M/m_e) \sim 0,1$ достаточно учесть в низшем порядке, а поправки порядка a можно не учитывать.

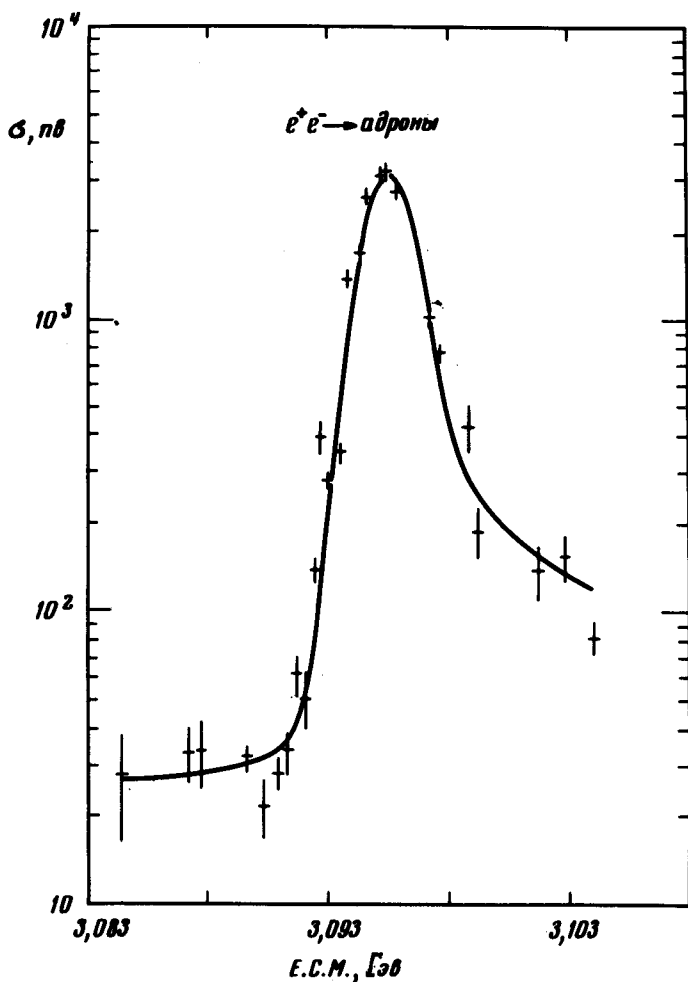


Рис. 1:

Сечение двухчастичного процесса $e^+e^- \rightarrow l^+l^-$ вблизи резонанса складывается из резонансного, интерференционного и фонового членов. Фоновым процессом является известное [7, 8] рассеяние Баба.

В экспериментах [2, 8] к двухчастичным процессам относят те события, в которых импульсы конечных лептонов лежат в области (в системе Ц М).

$$E' > E/2; \quad |\cos\theta| < 0,6; \quad \Delta\theta, \Delta\phi < 10^\circ, \quad (1)$$

где $E(E')$ – суммарная энергия начальных (конечных) лептонов, θ – угол рассеяния, $\Delta\theta$ и $\Delta\phi$ – углы неколлинеарности конечных лептонов.

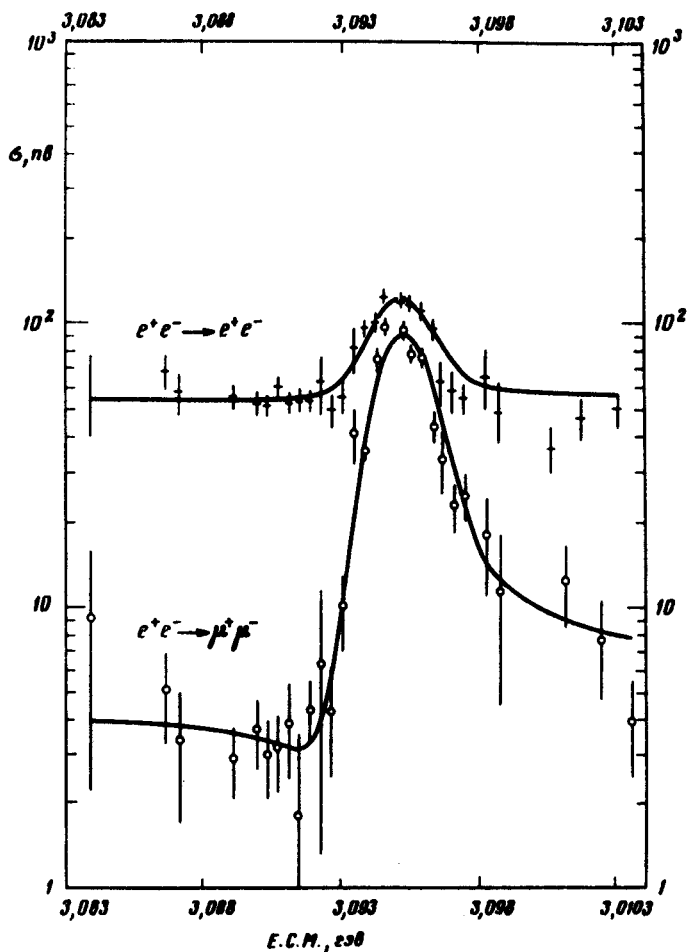


Рис. 2

Условия (1) означают, что на долю нерегистрируемых фотонов может приходиться энергия порядка $M/2$ и, разумеется, их нельзя считать мягкими. Однако, не трудно показать, что резонансный вклад определяется мягкими фотонами (именно им соответствует главная эффективная константа) и может быть вычислен во всех порядках с помощью общего метода S -матричной электродинамики [4 – 6].

Результат имеет вид

$$\frac{d\sigma^{\text{рез}}(E, \cos \theta)}{d \cos \theta} = A \text{Im}(-z)^{-1+a} \left(1 + \frac{3}{4} a\right), \quad (2)$$

где $z = \frac{2(E-M)}{M} + i \frac{\Gamma}{M}$, Γ — полная ширина резонанса,

$$a = \frac{2a}{\pi} \left(2 \ln \frac{M}{m_e} - 1\right), \quad (3)$$

$$A = \frac{12\pi}{M^3} \frac{\Gamma_e}{\Gamma} \frac{d\Gamma_{l\gamma}}{d \cos \theta} \quad (4)$$

Γ_e — ширина распада $\psi \rightarrow e^+e^-$ без радиационных поправок, $d\Gamma_{l\gamma}/d \cos \theta$ — ширина распада $\psi \rightarrow l^+l^-$ и произвольное количество γ -квантов, когда импульсы лептонов лежат в области (1) при фиксированном θ .

Формула (2) справедлива с точностью до факторов $(1 + O(a)) \times (1 + O)[(E-M)/M]$, т. е. при $(E-M) \sim 40 \text{ Мэв}$ верна с точностью до 1%.

Важно отметить, что формула (2) отличается от полного сечения образования ψ только множителем $(1/\Gamma)(d\Gamma_{l\gamma}/d \cos \theta)$. Можно показать, что для любого другого конечного состояния X электромагнитные эффекты не нарушают соотношения

$$d\sigma_x^{\text{рез}} = \frac{d\Gamma_x}{\Gamma} \sigma_{\text{tot}}^{\text{рез}}, \quad (5)$$

где $d\sigma_x^{\text{рез}}$ ($d\Gamma_x$) резонансное сечение (ширина распада) в данное состояние X . Причина универсальности радиационных поправок состоит в том, что радиационное изменение формы резонансной кривой происходит за счет излучения до столкновения, а следовательно, определяется только начальным состоянием.

При вычислении интерференционного члена достаточно учесть в фоновых процессах лишь излучение мягких фотонов.

$$\frac{d\sigma^{\text{интерф}}(E, \theta)}{d \cos \theta} = 2 \text{Re} B(-z)^{-1+a}. \quad (6)$$

При этом для упругого e^+e^- -рассеяния

$$B = -\frac{3}{2} \frac{\alpha\Gamma_e}{M^3} \left[(1 + \cos^2 \theta) - \left(\frac{1 + \cos \theta}{1 - \cos \theta} \right)^2 \right]. \quad (7)$$

Для рассеяния $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ второй член в квадратных скобках в (7) отсутствует и интерференция является деструктивной до резонанса и конструктивной за ним при всех углах. В упругом канале ситуация при малых углах противоположна.

Для подгонки экспериментальных кривых необходимо проинтегрировать полученные выражения с функцией распределения пучка по энергии, которую мы будем предполагать гауссовой с дисперсией d .

Сравнение формул с данными SPEAR [9] позволило найти следующие отношения, не зависящие в пределах ошибок от d : $\Gamma_e \Gamma_{e\gamma} / \Gamma = 0,13 \pm 0,01$ кэв; $\Gamma_e \Gamma_{\mu\gamma} / \Gamma = 0,16 \pm 0,02$ кэв; $\Gamma_e \Gamma_h / \Gamma = 5,6 \pm 0,6$ кэв, где $\Gamma_{l\gamma}$ — ширина распада $\psi(3095) \rightarrow l^+l^- + \text{фотоны}$ для импульсов лептонов в области (1). Соответствующие кривые для $d = 1$ Мэв приведены на рисунках.

С точностью 10% можно считать $\Gamma_{l\gamma} = 0,50 \Gamma_l$, тогда получаем: $\Gamma_h / \Gamma_e = 22,4 \pm 4,5$; $\Gamma_{\mu} / \Gamma_e = 1,2 \pm 0,2$; $\Gamma_e = 5,6 \pm 0,6$ кэв.

В заключение авторы благодарят А.М.Зайцева за обсуждение вопросов, связанных с экспериментом.

Институт физики
высоких энергий

Поступила в редакцию
21 апреля 1975 г.

Литература

- [1] J.J.Aubert et al. Phys. Rev. Lett., **33**, 1404, 1974.
- [2] J.E.Augustin et al. Phys. Rev. Lett., **33**, 1406, 1974; G.S.Abrams et al. Phys. Rev. Lett., **33**, 1453, 1974.
- [3] C.Bacci et al. Phys. Rev. Lett., **33**, 1408, 1974.
- [4] L.D.Soloviev. Nucl. Phys., **64**, 657, 1965; Ann. Phys., **81**, 80, 1973; ТМФ, **18**, 3, 1973.
- [5] Г.П.Пронько, Л.Д.Соловьев. Препринт ИФВЭ 72 – 27, Серпухов, 1972; Препринт ИФВЭ 73–16, Серпухов, 1973; ТМФ, **19**, 172, 1974.
- [6] В.В.Бажанов, Г.П.Пронько, Л.Д.Соловьев. Препринт ИФВЭ 75–9, Серпухов, 1975.
- [7] F.A.Berends, K.J.F.Gaemers, R.Gastmans. Nucl. Phys., **B68**, 541, 1974.
- [8] J.E.Augustin et al. Phys. Rev. Lett., **34**, 233, 1975.
- [9] W.H.K.Panofsky. Доклад на семинаре в Новом Орлеане (США), март, 1975 г.