

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ В РЕАКЦИИ $e^+ e^- \rightarrow \mu^+ \mu^-$ В ОБЛАСТИ $\psi(3105)$ -РЕЗОНАНСА

Ю. Г. ШАХНАЗАРЯН

На основе диаграмм с обменом γ -квантом и ψ -бозоном в предположении как векторного, так и аксиально-векторного типов взаимодействия для последнего вычислено дифференциальное сечение процесса $e^+ e^- \rightarrow \mu^+ \mu^-$ с поперечно поляризованными начальными и продольно поляризованными конечными частицами. С учетом того факта, что полная ширина ψ -резонанса меньше экспериментального разрешения по энергии, в резонансной области получены угловое распределение продуктов реакции и полное сечение процесса, а также выражения для продольной поляризации μ -мезонов и асимметрии вперед-назад. Рассмотрены частные случаи, связанные с конкретным типом взаимодействия ψ -бозона с лептонной парой, и показано, что отсутствие асимметрии в области резонанса не исключает возможность $J^P = 1^+$ для ψ . Обсуждается также случай, когда взаимодействие ψ -резонанса с лептонами осуществляется через γ -квант.

В связи с недавним обнаружением новых нейтральных частиц [1—3], в частности, наблюдением узкого резонанса в реакции $e^+ e^- \rightarrow \mu^+ \mu^-$ при полной энергии встречных пучков $W = 3105$ Мэв представляет интерес рассмотреть некоторые характеристики указанного процесса в резонансной области, экспериментальное изучение которых могло бы содействовать установлению природы нового $\psi(3105)$ -бозона.

Расчет процесса $e^+ e^- \rightarrow \mu^+ \mu^-$ проведен нами на основе диаграмм с обменом γ -квантом и ψ -бозоном в предположении как векторного, так и аксиально-векторного типов взаимодействия для последнего. При этом мы считаем начальные электроны и позитроны поперечно поляризованными и вычисляем продольную поляризацию конечных μ -мезонов. Поперечная поляризация начальных частиц должна быть с необходимостью учтена, так как известно (см., напр., [4]), что в результате синхротронного излучения в магнитном поле в процессе накопления электроны и позитроны приобретают поперечную поляризацию (позитроны — вдоль магнитного поля, электроны — против поля), причем степень поляризации может достигать значения $\xi_{\max} = 0,924$. Поляризация же образовавшихся μ -мезонов может быть измерена, ибо распад μ -мезонов является анализатором их поляризации, и, тем самым, может быть получена дополнительная информация.

Угловое распределение продуктов реакции $e^+ e^- \rightarrow \mu^+ \mu^-$, а также выражения для продольной поляризации μ -мезонов и асимметрии вперед-назад мы приведем в резонансной области с учетом того факта, что полная ширина ψ -резонанса мала и может быть меньше экспериментального разрешения по энергии.

Необходимо отметить, что процесс $e^+ e^- \rightarrow \mu^+ \mu^-$ рассматривался в ряде работ [5—10] как с точки зрения изучения слабых взаимодействий при очень высоких энергиях, так и с целью обнаружения эффектов нейтрального слабого тока и его переносчика — промежуточного векторного бозона —

при не слишком больших энергиях. В недавно вышедшей работе [11] обсуждается вопрос, может ли векторный мезон $\psi(3105)$ быть промежуточным бозоном слабого взаимодействия, и для проверки этой гипотезы предлагается экспериментально исследовать асимметрию вперед-назад в реакции $e^+ e^- \rightarrow \mu^+ \mu^-$. Однако в указанной работе не учитывается поляризация начальных частиц, которая, как будет видно из дальнейшего, в резонансной области в некоторых случаях может оказаться довольно существенной. И, наконец, в ряде работ (см., напр., [12, 13]) выдвигается гипотеза о том, что ψ -резонанс представляет собой связанное состояние кварка и антикварка с очарованием, взаимодействие которого с известными частицами имеет электромагнитную природу. Заметим, что такая возможность, как частный случай, содержится в нашем рассмотрении.

Предполагая e - μ -универсальность и записав взаимодействие лептонной пары с ψ -бозоном в виде

$$L = \bar{\psi} (\gamma_\alpha g_V + g_A \gamma_5) \psi l \bar{l},$$

для дифференциального сечения процесса $e^+ e^- \rightarrow \mu^+ \mu^-$ в случае поперечно антипараллельно поляризованных начальных частиц и продольно поляризованных конечных частиц получаем выражение

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} = & \frac{\alpha^2}{16 W^2} \left\{ (1 + \cos^2 \theta - \zeta_1 \zeta_2 \sin^2 \theta \cos 2\varphi)(1 + h_1 h_2) + \right. \\ & + \frac{1}{2\pi\alpha} \frac{W^4}{(W^2 - M^2)^2 + M^2 \Gamma^2} \left(\left[g_V \left(1 - \frac{M^2}{W^2} \right) (1 + \cos^2 \theta - \zeta_1 \zeta_2 \sin^2 \theta \cos 2\varphi) - \right. \right. \\ & - g_A \frac{M\Gamma}{W^2} \zeta_1 \zeta_2 \sin^2 \theta \sin 2\varphi \left. \right] [g_V (1 + h_1 h_2) + g_A (h_1 + h_2)] + 2g_A \left(1 - \frac{M^2}{W^2} \right) \times \\ & \times [g_A (1 + h_1 h_2) + g_V (h_1 + h_2)] \cos \theta + \frac{1}{8\pi\alpha} [(g_V^2 + g_A^2)(1 + \cos^2 \theta) - (g_V^2 - \\ & - g_A^2) \zeta_1 \zeta_2 \sin^2 \theta \cos 2\varphi] [(g_V^2 + g_A^2)(1 + h_1 h_2) + 2g_V g_A (h_1 + h_2)] + \\ & \left. + \frac{g_V g_A}{2\pi\alpha} [(g_V^2 + g_A^2)(h_1 + h_2) + 2g_V g_A (1 + h_1 h_2)] \cos \theta \right) \Bigg\}. \quad (1) \end{aligned}$$

Здесь W — полная энергия реакции в с. ц. м., θ — угол вылета μ^- -мезона относительно импульса электрона, φ — азимутальный угол вылета μ^- -мезона, отсчитываемый от направления вектора поляризации электрона, ζ_1 и ζ_2 — соответственно степени поперечной антипараллельной поляризации электрона и позитрона, h_1 и h_2 — соответственно степени продольной поляризации μ^- - и μ^+ -мезонов относительно импульса μ^- -мезона, M и Γ — масса и полная ширина ψ -резонанса, а константы связи g_V и g_A связаны с парциальной шириной распада $\psi \rightarrow l\bar{l}$ соотношением

$$\Gamma_l = \frac{M}{12\pi} (g_V^2 + g_A^2). \quad (2)$$

Заметим, что в формуле (1) опущены члены, содержащие массы лептонов. Как следует из выражения (1), спиральности μ^- - и μ^+ -мезонов

должны быть противоположны, т. е. $h_1 = h_2 = \pm 1$. Считая начальные частицы неполяризованными, а также произведя в (1) суммирование по поляризациям конечных частиц, приходим к сечению работы [11].

Если полная ширина Γ ψ -резонанса меньше экспериментального разрешения по энергии $2\Delta E$ (ΔE — в каждом из пучков), то для получения углового распределения и других характеристик в резонансной области, с которыми можно было бы сравнивать экспериментальные результаты, выражение (1) необходимо усреднить по энергии. В результате для дифференциального сечения в области резонанса $W = M \pm \Delta E$, определяемого как

$$\frac{d\sigma_{\text{рез.}}}{d\Omega} = \frac{1}{2\Delta E} \int_{M-\Delta E}^{M+\Delta E} \frac{d\sigma(W)}{d\Omega} dW,$$

при условии $\Gamma < \Delta E$ получаем

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{\text{рез.}}}{d\Omega} = & \frac{\alpha^2}{16M^2} \left\{ (1 + \cos^2\theta - \zeta_1 \zeta_2 \sin^2\theta \cos 2\varphi)(1 + h_1 h_2) - \right. \\ & - \frac{1}{8\pi\alpha} \left(\left[g_V \left(1 - \frac{\pi\Gamma}{2\Delta E} \right) (1 + \cos^2\theta - \zeta_1 \zeta_2 \sin^2\theta \cos 2\varphi) + g_A \frac{\pi M}{\Delta E} \left(1 - \frac{\Gamma}{\pi\Delta E} \right) \times \right. \right. \\ & \times \zeta_1 \zeta_2 \sin^2\theta \sin 2\varphi \left. \right] [g_V(1 + h_1 h_2) + g_A(h_1 + h_2)] + 2g_A \left(1 - \frac{\pi\Gamma}{2\Delta E} \right) [g_A(1 + \\ & + h_1 h_2) + g_V(h_1 + h_2)] \cos\theta \Big) + \frac{1}{64\pi\alpha^2} \frac{M^2}{\Gamma\Delta E} \left(1 - \frac{\Gamma}{\pi\Delta E} \right) \left([(g_V^2 + g_A^2)(1 + \cos^2\theta) - \right. \\ & - (g_V^2 - g_A^2) \zeta_1 \zeta_2 \sin^2\theta \cos 2\varphi] [(g_V^2 + g_A^2)(1 + h_1 h_2) + 2g_V g_A(h_1 + h_2)] + \\ & \left. \left. + 4g_V g_A [(g_V^2 + g_A^2)(h_1 + h_2) + 2g_V g_A(1 + h_1 h_2)] \cos\theta \right) \right\}. \quad (3) \end{aligned}$$

Приведем также выражения для других характеристик процесса $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ в области ψ -резонанса, которые могут быть измерены на опыте. Продольная поляризация рождающегося μ^- -мезона есть

$$\begin{aligned} P_L(\theta, \varphi) = & \frac{d\sigma_{\text{рез.}}(h_1 = 1) - d\sigma_{\text{рез.}}(h_1 = -1)}{d\sigma_0^{\text{рез.}}} = \\ = & \frac{1}{8\pi\alpha} \frac{1}{B + D \cos\theta} \left\{ -g_V g_A \left(1 - \frac{\pi\Gamma}{2\Delta E} \right) [(1 + \cos\theta)^2 - \zeta_1 \zeta_2 \sin^2\theta \cos 2\varphi] - \right. \\ & - g_A^2 \pi \frac{M}{\Delta E} \left(1 - \frac{\Gamma}{\pi\Delta E} \right) \zeta_1 \zeta_2 \sin^2\theta \sin 2\varphi + \frac{g_V g_A}{4\alpha} \frac{M^2}{\Gamma\Delta E} \left(1 - \frac{\Gamma}{\pi\Delta E} \right) [(g_V^2 + g_A^2) \times \\ & \times (1 + \cos\theta)^2 - (g_V^2 - g_A^2) \zeta_1 \zeta_2 \sin^2\theta \cos 2\varphi] \Big\}. \quad (4) \end{aligned}$$

Здесь $d\sigma_{\text{рез.}}(h_1)$ — сечение, получающееся из выражения (3) в результате суммирования по поляризациям μ^+ -мезона, а

$$d\sigma_0^{\text{рез.}} = \frac{\alpha^2}{4M^2} (B + D \cos\theta) d\Omega \quad (5)$$

представляет собой сечение с неполяризованными конечными частицами, где

$$B = \left[1 - \frac{g_V^2}{8\pi\alpha} \left(1 - \frac{\pi\Gamma}{2\Delta E} \right) \right] (1 + \cos^2\theta - \zeta_1\zeta_2 \sin^2\theta \cos 2\varphi) -$$

$$- \frac{g_V g_A}{8\alpha} \frac{M}{\Delta E} \left(1 - \frac{\Gamma}{\pi\Delta E} \right) \zeta_1\zeta_2 \sin^2\theta \sin 2\varphi + \frac{1}{64\pi\alpha^2} \frac{M^2}{\Gamma\Delta E} \left(1 - \frac{\Gamma}{\pi\Delta E} \right) \times$$

$$\times (g_V^2 + g_A^2) [(g_V^2 + g_A^2)(1 + \cos^2\theta) - (g_V^2 - g_A^2)\zeta_1\zeta_2 \sin^2\theta \cos 2\varphi], \quad (6)$$

$$D = \frac{g_A^2}{4\pi\alpha} \left[\frac{g_V^2}{2\alpha} \frac{M^2}{\Gamma\Delta E} \left(1 - \frac{\Gamma}{\pi\Delta E} \right) - 1 + \frac{\pi\Gamma}{2\Delta E} \right].$$

Асимметрия вперед-назад определяется формулой

$$A(\theta, \varphi) = \frac{d\sigma_0^{\text{рез.}}(\theta, \varphi) - d\sigma_0^{\text{рез.}}(\pi - \theta, \varphi)}{d\sigma_0^{\text{рез.}}(\theta, \varphi) + d\sigma_0^{\text{рез.}}(\pi - \theta, \varphi)} = \frac{D}{B} \cos\theta. \quad (7)$$

И, наконец, проинтегрированное по углам сечение в области резонанса есть

$$\sigma_0^{\text{рез.}} = \frac{4\pi}{3} \frac{\alpha^2}{M^2} \left[1 - \frac{g_V^2}{8\pi\alpha} \left(1 - \frac{\pi\Gamma}{2\Delta E} \right) + \frac{9\pi}{4\alpha^2} \frac{\Gamma_l^2}{\Gamma\Delta E} \left(1 - \frac{\Gamma}{\pi\Delta E} \right) \right]. \quad (8)$$

Рассмотрим некоторые частные случаи, связанные с определенным выбором констант связи g_V и g_A .

1. $g_A = 0$. В этом случае согласно (2) $g_V^2/4\pi = 3\Gamma_l/M$ и для рассмотренных выше величин получаем

$$\frac{d\sigma_0^{\text{рез.}}}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4M^2} (1 - r_1 + r_2) (1 + \cos^2\theta - \zeta_1\zeta_2 \sin^2\theta \cos 2\varphi),$$

$$P_L(\theta, \varphi) = 0, \quad A(\theta, \varphi) = 0, \quad (9)$$

$$\sigma_0^{\text{рез.}} = \frac{4\pi}{3} \frac{\alpha^2}{M^2} (1 - r_1 + r_2),$$

где введены обозначения

$$r_1 = \frac{3}{2\alpha} \frac{\Gamma_l}{M} \left(1 - \frac{\pi\Gamma}{2\Delta E} \right), \quad r_2 = \frac{9\pi}{4\alpha^2} \frac{\Gamma_l^2}{\Gamma\Delta E} \left(1 - \frac{\Gamma}{\pi\Delta E} \right).$$

Следует отметить сильную зависимость дифференциального сечения от поляризаций начальных частиц, приводящую к значительному подавлению при углах $\theta = \frac{\pi}{2}$ и $\varphi = 0, \pi$ и при максимальной степени поляризации, а также отсутствие поляризации конечных частиц и асимметрии в этом случае. Если принять следующие значения параметров: $M = 3105 \text{ Мэв}$, $\Gamma = 100 \text{ Кэв}$, $\Gamma_l = 5 \text{ Кэв}$, то нетрудно убедиться, что при разумных значениях экспериментального разрешения ΔE величина r_2 примерно на пять порядков больше r_1 (например, при $\Delta E = 1 \text{ Мэв}$ $r_1 = 2,8 \cdot 10^{-4}$, $r_2 = 32,1$), и для превышения сечения в области резонанса над электромагнитным фоном получаем оценку

$$\sigma_0^{\text{рез.}} - \sigma_0^{\text{эл.}} = \frac{3\pi^2}{M^2} \frac{\Gamma_l^2}{\Gamma \Delta E} \left(1 - \frac{\Gamma}{\pi \Delta E}\right) \simeq (3 \cdot 10^{-31} \text{ см}^2) \frac{1}{\Delta E} \left(1 - \frac{0,032}{\Delta E}\right), \quad (10)$$

где ΔE измеряется в единицах $M_{\text{эв}}$.

Так как даже в наиболее благоприятном случае, когда $g_A = 0$ и g_V принимает свое максимальное значение, допустимое соотношением (2), величина r_1 ничтожно мала, то приведенная оценка для сечения справедлива при любом соотношении между g_V и g_A .

2. $g_V = 0$. В этом случае $g_A^2/4\pi = 3\Gamma_l/M$ и соответствующие выражения принимают вид

$$\frac{d\sigma_0^{\text{рез.}}}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4M^2} [(r_2 + 1)(1 + \cos^2 \theta) + (r_2 - 1)\zeta_1 \zeta_2 \sin^2 \theta \cos 2\varphi - 2r_1 \cos \theta],$$

$$P_L(\theta, \varphi) = - \frac{\pi r_1' (M/\Delta E) \zeta_1 \zeta_2 \sin^2 \theta \sin 2\varphi}{(r_2 + 1)(1 + \cos^2 \theta) + (r_2 - 1)\zeta_1 \zeta_2 \sin^2 \theta \cos 2\varphi - 2r_1 \cos \theta}, \quad (11)$$

$$A(\theta, \varphi) = - \frac{2r_1 \cos \theta}{(r_2 + 1)(1 + \cos^2 \theta) + (r_2 - 1)\zeta_1 \zeta_2 \sin^2 \theta \cos 2\varphi},$$

где

$$r_1' = \frac{3}{2\alpha} \frac{\Gamma_l}{M} \left(1 - \frac{\Gamma}{\pi \Delta E}\right).$$

Как нетрудно видеть, первые две величины довольно сильно зависят от поляризаций начальных частиц. Так, при максимальной поляризации начальных частиц дифференциальное сечение под углами $\theta = \frac{\pi}{2}$ и $\varphi = \frac{\pi}{2}$ или $\frac{3\pi}{2}$ заметно подавлено, а поляризация P_L , которая вообще обращается в нуль в случае неполяризованных частиц, при $\Delta E = 1 \text{ Мэв}$, $\zeta_1 = \zeta_2 = 0,924$ и углах $\theta = \frac{\pi}{2}$ и $\varphi \simeq \frac{\pi}{2} \pm 18^\circ$ достигает значения $P_L \simeq \pm 0,13$. Что касается асимметрии, то она практически отсутствует, так как максимальное значение ее, достигаемое при $\theta \simeq 70^\circ$ и $\varphi = \frac{\pi}{2}$, $\frac{3\pi}{2}$, составляет лишь $A \simeq -1,4 \cdot 10^{-5}$. Таким образом, в резонансной области асимметрии не должно быть как при $g_A = 0$, так и при $g_V = 0$. Следовательно, отсутствие асимметрии на опыте не может служить однозначным указанием того, что $g_A = 0$. Нужно отметить, что при подготовке настоящей статьи к печати нам стала известна работа [14], в которой также обсуждается возможность аксиально-векторной природы новых ψ -резонансов.

3. $g_V = \pm g_A$. В рассматриваемом случае $V-A$ -взаимодействия, когда $g_V^2/4\pi = g_A^2/4\pi = 3\Gamma_l/2M$, имеем

$$\frac{d\sigma_0^{\text{рез.}}}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4M^2} [1 + \cos^2\theta - \zeta_1 \zeta_2 \sin^2\theta \cos 2\varphi + r_2 (1 + \cos\theta)^2 - r_1 \cos\theta \mp \frac{\pi}{2} r_1' \frac{M}{\Delta E} \zeta_1 \zeta_2 \sin^2\theta \sin 2\varphi], \quad (12)$$

$$P_L(\theta, \varphi) = \pm \left[1 + \frac{1 + \cos^2\theta - \zeta_1 \zeta_2 \sin^2\theta \cos 2\varphi}{r_2 (1 + \cos\theta)^2 \mp \frac{\pi}{2} r_1' \frac{M}{\Delta E} \zeta_1 \zeta_2 \sin^2\theta \sin 2\varphi} \right]^{-1},$$

$$A(\theta, \varphi) = \frac{2r_2 \cos\theta}{(r_2 + 1)(1 + \cos^2\theta) \mp \zeta_1 \zeta_2 \sin^2\theta \left(\frac{\pi}{2} r_1' \frac{M}{\Delta E} \sin 2\varphi \pm \cos 2\varphi \right)},$$

откуда следует, что поляризация начальных частиц практически не скаывается на этих величинах. Поляризация μ -мезонов в этом случае может меняться от 0 при $\theta = \pi$ до почти ± 1 в довольно большом интервале углов, зависящем от ΔE (в частности, $0 \leq \theta \leq \frac{2\pi}{3}$ при $\Delta E = 1$ МэВ), а асимметрия в рассеянии на углы 0 и π достигает $\sim 100\%$.

4. Рассмотрим, наконец, случай, когда ψ -бозон взаимодействует с лептонной парой через γ -квант. При этом в выражении (1) нужно положить

$$g_A = 0, \quad g_V = \frac{e^2}{2\gamma_\psi} \frac{M^2}{W^2}, \quad (13)$$

где γ_ψ — константа связи, характеризующая переход $\gamma \rightarrow \psi$, которая, согласно (2), есть

$$\frac{\gamma_\psi^2}{4\pi} = \frac{\alpha^2}{12} \frac{M}{\Gamma_l}. \quad (14)$$

При значениях параметров, которые нами используются, для нее получаем величину $\frac{\gamma_\psi^2}{4\pi} = 2,76$. Для сравнения укажем, что аналогичная величина для φ -мезона есть [15] $\frac{\gamma_\varphi^2}{4\pi} = 2,8 \pm 0,2$.

В этом случае сечение процесса $e^+ e^- \rightarrow \mu^+ \mu^-$ принимает вид

$$\frac{d\sigma_0}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4W^2} \left[1 + \frac{6}{\alpha} \frac{M^3 \Gamma_l}{(W^2 - M^2)^2 + M^2 \Gamma_l^2} \left(\frac{W^2 - M^2}{W^2} + \frac{3}{2\alpha} \frac{M^3 \Gamma_l}{W^4} \right) \right] \times \times (1 + \cos^2\theta - \zeta_1 \zeta_2 \sin^2\theta \cos 2\varphi) \quad (15)$$

и после усреднения по энергии для сечения в области резонанса получаем

$$\frac{d\sigma_0^{\text{рез.}}}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4M^2} \left(1 - \frac{9 - \frac{5}{2} \frac{\pi \Gamma}{\Delta E}}{1 - \frac{\pi \Gamma}{2\Delta E}} r_1 + r_2 \right) (1 + \cos^2\theta - \zeta_1 \zeta_2 \sin^2\theta \cos 2\varphi). \quad (16)$$

Нетрудно убедиться, что оценка для проинтегрированного по углам сечения в этом случае практически не меняется по сравнению с ранее приведенной.

Автор выражает благодарность С. Г. Матиняну за обсуждение полученных результатов.

Ереванский физический
институт

Поступила 18.IV.1975

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. J. E. Augustin et al. Phys. Rev. Lett., 33, 1406 (1974).
2. J. J. Aubert et al. Phys. Rev. Lett., 33, 1404 (1974).
3. C. Bacci et al. Phys. Rev. Lett., 33, 1408 (1974).
4. В. Н. Байер. УФН, 105, 441 (1971).
5. N. Cabibbo, R. Gatto. Phys. Rev., 124, 1577 (1961).
6. А. Д. Долгов, В. И. Захаров, Л. Б. Окунь. ЯФ, 14, 1044 (1971).
7. Г. В. Григорян, В. А. Хозе. ЯФ, 16, 1078 (1972).
8. J. Godine, A. Hankey. Phys. Rev., D6, 3301 (1972).
9. V. K. Chung, A. K. Mann, E. A. Paschos. Phys. Lett., 41B, 355 (1972).
10. A. Love. Lett. Nuovo Cim., 5, 113 (1972).
11. G. Altarelli et al. Lett. Nuovo Cim., 11, 609 (1974).
12. Sh. Minami. Osaka Univ. preprint, OCU-3, 1974.
13. S. Hori et al. Kanazawa Univ. preprint, DPKU-46, 1974.
14. E. A. Paschos. Phys. Rev. Lett., 34, 358 (1975).
15. J. le Francois. Proc. 1971 Intern. Symp. on Electron and Photon Interactions at High Energies, Cornell University, p. 52.

ԲԵՎԵՌԱՑՄԱՆ ԷՖԵԿՏՆԵՐԸ $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ ՌԵԱԿՑԻԱՅՈՒՄ $\psi(3105)$ -ՌԵԶՈՆԱՆՍԻ ՏԻՐՈՒՅԹՈՒՄ

ՅՈՒ. Գ. ՇԱԿՆԱԶԱՐՅԱՆ

γ -բվանտով և ψ -ռեզոնանսով պայմանավորված դիագրամների հիման վրա հաշված է $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ պրոցեսի դիֆերենցիալ կտրվածքը ուղղահայաց բևեռացված սկզբնական և լայնակի բևեռացված վերջնական մասնիկների դեպքում: Ի նկատի ունենալով այն հանգամանքը, որ ψ -մասնիկի լրիվ լայնությունը ավելի փոքր է, քան փորձում իրականացվող խույլատրումը ըստ էներգիայի, ռեզոնանսային տիրույթում ստացված են μ -մեզոնների անկյունային բաշխումը, պրոցեսի լրիվ կտրվածքը, ինչպես նաև μ -մեզոնների լայնական բևեռացման աստիճանը և առաջ-ևս պահմետրիան: Ցույց է տրված, որ ասիմետրիայի բացակայությունը ռեզոնանսային տիրույթում չի բացառում $J^P = 1^+$ բվանտային թվերը ψ -ռեզոնանսի համար: Դիտարկված է նաև այն դեպքը, երբ ψ -մասնիկի փոխազդեցությունը լեպտոնների հետ իրականացվում է γ -բվանտի միջոցով:

POLARIZATION PHENOMENA IN $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ REACTION IN THE $\psi(3105)$ -RESONANCE REGION

Yu. G. SHAKHAZARYAN

The differential cross-section of the reaction $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ with transversely polarized primary particles and longitudinally polarized final particles is calculated on the basis of diagrams with γ - and ψ -exchanges assuming both the vector

and axial-vector couplings for the ψ . The angular distribution of reaction products and the total cross-section, as well as the expressions for μ -meson longitudinal polarization and forward-backward asymmetry are obtained in the resonance region taking into account the fact, that the total width of ψ is less than the energy resolution. It is shown, that the absence of the asymmetry in the resonance region don't exclude the possibility of $J^P = 1^+$ for ψ . The case of the interaction of the ψ -resonance with leptons via the virtual-photon intermediate state is also discussed.