

ԵՐԵՎԱՆԻ ԶՐԶՐԿՆԵՐ ԲՆՍՏՐՏՈՒՑ  
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ЕФИ-245(38)-77

SV 78.10426

Г.В.ГРИГОРЯН, А.Ю.ХОДЖАМИРЯН

ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННАЯ АННИГИЛЯЦИЯ НА  
ВСТРЕЧНЫХ ПУЧКАХ С БОЛЬШОЙ СВЕТИМОСТЬЮ

АРՄՍ

ԵՐԵՎԱՆ

1977



ЕРЕВАН

Препринт ЕАН-256(49)-77

Ц. А. АВАКЯН, И. П. КАРАБЕКОВ, И. А. МАРТИРОСЯН

ИЗМЕРЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТОВ ПОГЛОЩЕНИЯ МОНОХРОМАТИЗИРОВАННОГО СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ИНТЕРВАЛЕ  $0,65 \pm 1,3 \text{ \AA}$  ДЛЯ НЕКОТОРЫХ БИОЛОГИЧЕСКИХ ОБЪЕКТОВ

Представлены результаты измерения коэффициентов поглощения для некоторых биологических объектов, таких, как горох (*Pisum sativum*), пшеница (*Triticum aestivum*), табака (*Nicotina tabacum* - $\alpha$ ), а также дистиллированной воды.

Ереванский физический институт

1977

Preprint EOH-256(49)-77

Ts. AVAKIAN, I. P. KARABEKOV,

M. A. MARTIROSIAN

MEASUREMENT OF ABSORPTION COEFFICIENTS  
OF MONOCHROMATIC SYNCHROTRON RADIATION  
FOR SOME BIOLOGICAL OBJECTS IN 0,65 - 1,3A  
RANGE

The results of the measurement of absorption coefficients for some biological objects such as pea (*Pisum sativum*), wheat (*Triticum aestivum*), tobacco (*Nicotiana tabacum* - ) seeds, as well as the distilled water are presented.

Yerevan Physics Institute

Yerevan 1977

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ЕФИ-245(38)-77

Г.В.ГРИГОРЯН, А.Ю.ХОДЖАМИРЯН

ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННАЯ АННИГИЛЯЦИЯ НА  
ВСТРЕЧНЫХ ПУЧКАХ С БОЛЬШОЙ СВЕТИМОСТЬЮ

Ереван 1977

© *Ереванский физический институт, 1977*

---

— <

## 1. Введение

В последнее время активно обсуждаются проекты ускорителей будущего поколения по энергии и, в частности, проекты и экспериментальные возможности встречных электрон-позитронных пучков с полной энергией в с.и.м.  $E$  от 30 до 200 Гэв при светимости до  $10^{32} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$  (см. например [1-3]).

В связи с этим кажется интересным обсудить, до какой степени использованы возможности  $e^+e^-$ -аннигиляции при доступных ныне энергиях ( $E \lesssim 10$  Гэв). Эти возможности ограничены величиной светимости встречных пучков и точностью регистрирующей аппаратуры. При достижимых в настоящее время светимостях (см. таблицу 1) реально измеримы сечения не меньше  $10^{-34} - 10^{-35} \text{ см}^2$ . Увеличение светимости на два порядка, то есть до  $10^{34} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$  позволило бы уверенно измерять сечения вплоть до  $10^{-36} - 10^{-37} \text{ см}^2$  при соответствующем увеличении точности детекторов, так чтобы систематическая ошибка не превышала статистической. Не исключено, что подобное улучшение экспериментальных условий - как увеличение светимости, так и увеличение точности аппаратуры, представляет собой технически более сложную задачу, чем просто повышение энергии. Однако, нам кажется, что физическая информация, которая, могла бы быть получена в результате таких прецизионных экспериментов при

энергиях  $E \lesssim 10$  Гэв, будет не менее полезной, чем информация, которую смогут дать эксперименты на встречных  $e^+e^-$  - пучках будущего поколения по энергии.

Приводимый ниже обзор аннигиляционных экспериментов иллюстрирует эту точку зрения.

## 2. Эксперименты по проверке квантовой электродинамики

Имеется довольно большое количество экспериментальных данных по чисто квантовоэлектродинамическим процессам  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-, \mu^+\mu^-, 2\gamma$  в области  $E \lesssim 10$  Гэв.

Обычно сравнение этих данных с предсказаниями квантовой электродинамики (КЭД) производится [4-6] путем модификации фотонного пролагатора или электромагнитной вершины. Так, например, кроме обычного виртуального фотона в амплитуде процессов  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-, e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  учитывается фиктивный "тяжелый фотон":

$$\frac{1}{q^2} \rightarrow \frac{1}{q^2} \pm \frac{1}{q^2 - \Lambda_{\pm}^2}; \quad (q^2 \equiv E^2). \quad (1)$$

При этом точность предсказаний КЭД выражается в форме нижней границы на параметры  $\Lambda_{\pm}^2$ , которая определяется экспериментальной ошибкой  $\frac{\Delta\sigma}{\sigma}$  при измерении сечения:

$$\Lambda_{\pm}^2 \geq E \left( \frac{\Delta\sigma}{\sigma} \right)^{-1/2}.$$

В таблице 2 представлены последние данные по этим границам [5], а на рис. 1, 2 - сравнение экспериментального сечения с предсказаниями КЭД/с учетом необходимых радиационных поправок/ для процессов  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-, e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ .

Статистические и систематические ошибки в этих экспериментах имеют обычно порядок 5 - 10%. Увеличение светимости в 100 раз позволит при соответствующем

уменьшении систематической ошибки довести нижние границы на  $\Lambda_{\pm}$  до уровня в  $\sim \sqrt{10}$  раз больше нынешнего. Такой же результат может быть достигнут при увеличении энергии  $E$  в  $\sqrt{10}$  раз, то есть на встречных  $e^+e^-$  - пучках с энергией  $\sim 2 \times 15$  ГэВ при теперешней точности эксперимента.

Таким образом, в опытах по проверке КЭД ускорители с большой светимостью смогут вполне соперничать с ускорителями будущего поколения по энергии.

Отклонение от КЭД, параметризуемое в общем виде модификацией пропагаторов или вершинок, может быть в действительности вызвано разными причинами. Обсудим некоторые из них.

Рассмотрим, например, каково нарушение КЭД, вызываемое взаимодействием лептонов с нейтральными промежуточными  $Z$  - бозонами, существование которых предсказывается различными калибровочными моделями. Запишем это взаимодействие в общем виде:

$$\mathcal{L}_{\text{вз}} = \sum_{\mu} \left\{ e^{-} \gamma_{\mu} (g_V + g_A \gamma_5) e + \mu^{-} \gamma_{\mu} (g_V + g_A \gamma_5) \mu \right\}.$$

Тогда, например, сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow \mu^+ \mu^-$  с учетом обмена  $Z$  - бозоном будет равно:

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+ \mu^-) = \sigma_0(E) \left\{ 1 - 2 \left( \frac{g_V^2}{4g_A^2} \right) \frac{(m_Z^2 - E^2) E^2}{(m_Z^2 - E^2)^2 + m_Z^2 \Gamma^2} + \left( \frac{g_V^2 + g_A^2}{4g_A^2} \right)^2 \frac{E^4}{(m_Z^2 - E^2)^2 + m_Z^2 \Gamma^2} \right\}; \quad (2)$$

Здесь  $\sigma_0(E) = \frac{4\pi\alpha^2}{3E^2}$  - обычное сечение, соответствующее однофотонному обмену;  $m_Z, \Gamma$  - масса и ширина  $Z$  - бозона,  $\alpha = 1/137$ . Мы опустили здесь радиан -

ционные поправки, которые необходимо учитывать при конкретном сравнении с экспериментом.

Если  $m_z \gg E$ , то взаимодействие эффективно сводится к четырехфермионному и [2] можно записать в виде:

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-) \approx \sigma_0(E^2) \left\{ 1 - \frac{2}{4\sqrt{1-\alpha}} \beta(GE^2) + \frac{\beta^2}{16g_A^2 g_V^2} \left(1 + \frac{g_A^2}{g_V^2}\right) (GE^2)^2 \right\} \quad (3)$$

где  $\beta \equiv \frac{g_V^2}{m_z^2} G^{-1}$  - константа векторной части этого четырехфермионного взаимодействия в единицах константы Ферми  $G \sim 10^{-5} m_p^{-2}$  В численном виде:

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-) \approx \sigma_0(E^2) \left\{ 1 - 2.5 \cdot 10^{-4} (E/\text{ГэВ})^2 \beta + \right. \\ \left. + 1.5 \cdot 10^{-8} \left( \frac{E}{\text{ГэВ}} \right)^4 \beta^2 \left( 1 + \frac{g_A^2}{g_V^2} \right)^2 \right\}. \quad (4)$$

Отсюда видно, что если точность эксперимента достигает  $\sim 1\%$ , то при  $E \sim 10$  ГэВ можно будет на фоне электромагнитного взаимодействия измерить вклад тяжёлого ( $m_z \gg 10$  ГэВ)  $Z$  - бозона, взаимодействующего с лептонами с эффективной константой  $\beta \geq 1$ , по крайней мере. При этом, как следует из [4], зарегистрировать аксиальную часть взаимодействия при такой точности невозможно (если  $g_A \sim g_V$ ).

В настоящее время наиболее популярна и близка к эксперименту калибровочная теория Вайнберга-Салама, предсказывающая существование тяжёлого  $Z$  - бозона с массой

$$m_z = \frac{1}{\sin 2\theta_w} \sqrt{2\sqrt{2}g\alpha G^{-1}} \sim \frac{75 \text{ ГэВ}}{\sin 2\theta_w} \quad (5)$$

и константами взаимодействия с заряженными лептонами:

$$\begin{cases} g_V = \frac{\sqrt{\alpha}}{4} \operatorname{ctg} \theta_w [3 \operatorname{tg}^2 \theta_w - 1] \\ g_A = -\frac{\sqrt{\alpha}}{4} (\cos \theta_w \sin \theta_w)^{-1} \end{cases} \quad (6)$$

При этом эффективная константа  $\beta = \frac{1}{8\sqrt{2}g} [4\sin^2 \theta_w - 1]^2$ . Здесь  $\theta_w$  - угол Вайнберга. Данные по нейтральным токам из нейтринных опытов не противоречат значениям  $0,3 \leq \sin^2 \theta_w \leq 0,4$ , т.е.  $\beta \sim 10^{-3} - 10^{-2}$ , что слишком мало для рассмотренного выше способа регистрации нейтральных токов по отклонению от КЭД.

Тем не менее, эффекты, предсказываемые теорией Вайнберга - Салама (и другими моделями с малыми значениями  $\beta$ ) можно будет регистрировать в более чувствительных поляризационных экспериментах, которые будут рассмотрены в разделе 3.

Возвращаясь к общему рассмотрению нейтральных токов, следует отдельно отметить интересную возможность существования лёгких  $Z$ -бозонов с массой, не превышающей 10 ГэВ, которые предсказываются в некоторых калибровочных моделях наряду с тяжёлыми  $Z$ -бозонами (см. например [10]).

Такие  $Z$ -бозоны проявятся в виде резонансных пиков в процессах  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ ,  $\mu^+\mu^-$  и  $e^+e^- \rightarrow$  адроны.

Вклад  $Z$  - резонанса в сечение  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  при  $E \sim m_Z$  будет равен согласно [2] :

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow \mu^+\mu^-) = \frac{3\pi}{E^2} \frac{\Gamma_{ee} \Gamma_{\mu\mu}}{(m_Z - E)^2 + \Gamma^2/4} , \quad (7)$$

где  $\Gamma_{ee} = \Gamma_{\mu\mu} = \frac{g_V^2 + g_A^2}{12\pi} m_Z$  - лептонные ширины  $Z$  .

Аналогично выглядят резонансные вклады в другие процессы  $e^+e^- \rightarrow f$  (в частности,  $e^+e^- \rightarrow$  адроны):

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow f) = \frac{3\pi}{E^2} \frac{\Gamma_{ee} \Gamma_f}{(m_Z - E)^2 + \Gamma^2/4} . \quad (8)$$

Интерференция лёгкого  $Z$  -бозона с однофотонным обменом, отвечающая, например, в реакции  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ , второму слагаемому в [2], не должна превышать существующие ограничения на отклонения от КЭД, приведенные в таблице 2. Это приводит к следующей грубой оценке:

$$\Gamma_{ee} \lesssim 0,1 \text{ МэВ (если } g_V \sim g_A \text{)} .$$

Естественно предположить также, что

$$\Gamma(Z \rightarrow \text{адроны}) \sim 10 \Gamma_{ee} .$$

Эта оценка основана на том, что в кварк - партонной модели  $\frac{\Gamma(Z \rightarrow \text{адроны})}{\Gamma(Z \rightarrow ee)}$  определяется числом типов квар-

ков; например, в 4-кварковой модели с цветом это число равно 12.

Из приведенных выше оценок следует, что во всяком

случае,  $\frac{\Gamma_{ee}}{\Gamma} \gtrsim 0,01$  и  $\Gamma < 10$  Мэв. Тогда обсуждаемый здесь лёгкий  $Z$  - бозон относится к категории "узких" резонансов, ширина которых  $\lesssim \Delta$ , где  $\Delta$  - разброс по энергии встречных пучков ( $\Delta \sim$  нескольких Мэв для современных ускорителей).

Поиски узких резонансов при  $E \lesssim 10$  Гэв активно велись после открытия  $\psi$  - мезона в реакции  $e^+e^- \rightarrow$  адроны (см. например [11]). величиной, характеризующей вклад узкого резонанса в сечение, является интеграл от сечения (8) по энергии (с учетом радиационных поправок):

$$\int \sigma_{res} dE = \frac{6\pi^2}{m_Z^2} \frac{\Gamma_{ee} \Gamma_{adr}}{\Gamma} \quad (9)$$

Наиболее точные измерения, приведенные на SPEAR [11] в области  $E = 5,7 \div 6,1$  Гэв, дали следующее ограничение: если  $\Gamma < 20$  Мэв, то  $\int \sigma_{res} dE < 40$  нб Мэв, откуда согласно [9]  $\Gamma_{ee} < 75$  эв (в предположении  $\frac{\Gamma_{adr}}{\Gamma} \sim 1$ ). В других областях энергии верхние границы, которых удалось достичь, значительно больше:  $\int \sigma_{res} dE < 500 \div 1000$  нб Мэв. Для сравнения, аналогичные интегралы для  $\psi$  и  $\psi'$  - резонансов, которые имеют адронную природу, равны 10400 и 3700 нб Мэв соответственно.

Верхние границы на проинтегрированные сечения определяются величиной экспериментальной ошибки  $\Delta b/\delta$  при измерении сечения. Поэтому, эти границы существенно зависят от набираемой статистики и точности измерений. Статистика в подобных измерениях ограничена кроме всего прочего еще и тем, что для последовательного поиска резонансов необходимо пройти данную область энергии с минимально возможным шагом  $\sim \Delta$ . Таким образом, уже одно увеличение светимости приведет к существенному улучшению экспериментальных условий для поиска

лёгких узких резонансов, в частности, лёгких  $Z$ -бозонов, в реакциях  $e^+e^- \rightarrow$  адроны, а также  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ ,  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ .

В заключение этого раздела рассмотрим другую возможную причину отклонения от "чистой" квантовой электродинамики в реакциях  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ ,  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ . Отклонение это может быть вызвано вкладом адронов

$\Pi_h$  в поляризационный оператор фотона и соответствует, например, для процесса  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ , учету диаграммы, изображённой на рис.3. Это отвечает следующей модификации фотонного пропагатора:

$$\frac{1}{q^2} \rightarrow \frac{1}{q^2} \left( 1 + \frac{\Pi_h(q^2)}{q^2} \right) \quad (q^2 \equiv E^2), \quad (10)$$

так что поправка к сечению  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  (или к сечению  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$  на угол  $\sim 90^\circ$ ) в первом приближении:

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} \sim \frac{2 \operatorname{Re} \Pi_h(q^2)}{q^2} \quad (11)$$

Величину  $\Pi_h(q^2)$  можно связать дисперсионным соотношением с полным сечением  $\sigma$  ( $e^+e^- \rightarrow$  адроны):

$$\Pi_h(q^2) = - \frac{q^4}{4\pi^2\alpha} \int_{q_0^2}^{\infty} \frac{\sigma(q'^2) dq'^2}{(q'^2 - q^2 - i\epsilon)} \quad (12)$$

( $q_0^2$  - пороговое значение  $q^2$  для реакции  $e^+e^- \rightarrow$  адроны).

Если значения  $\sqrt{q^2} = E$  близки к массе  $M$  какого-либо векторного мезона, то величина  $\Pi_h(q^2)$  определяется, в основном, вкладом этого мезона в правую часть [12]. В итоге, поправка к сечению будет выражаться формулой типа (2), где  $g_A^2 = 0$  и  $g_V^2$  выражены через лептонную ширину  $\Gamma_{ee} = \Gamma_{\mu\mu}$  векторного мезона:

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} \sim \left\{ -\frac{3\Gamma_{ee}}{\alpha} \frac{(M-E)}{(M-E)^2 + \Gamma^2/4} + \frac{g\Gamma_{ee}^2}{4\alpha^2[(M-E)^2 + \Gamma^2/4]} \right\}. \quad (13)$$

Если величина  $\mathcal{X} \equiv 3\Gamma_{ee}/\alpha\Gamma < 1$ , то локальный эффект нарушения КЭД проявится в виде характерной интерференционной картины вблизи  $E = M$ . Такая картина наблюдалась для  $\phi$ -мезона [12] для которого  $\mathcal{X} \sim 0,13$ . Наблюдение вкладов  $\rho$ ,  $\omega$ , также радиальных возбуждений  $\rho'$ ,  $\omega'$ ,  $\phi'$  (см. подробное раздел 4), для которых  $\mathcal{X}$ , по крайней мере, на порядок меньше, будет возможно только на ускорителе с повышенной светимостью. Что же касается недавно открытых  $\psi$  и  $\psi'$ -мезонов, для них  $\mathcal{X} \sim 20 \gg 1$  и поэтому эффект имеет ярко выраженный характер резонансного пика вместе с интерференционной картиной (рис.4) [13].

Соотношение [12] позволяет также получить существенную информацию об асимптотическом поведении сечения  $e^+e^- \rightarrow$  адроны. В настоящее время это сечение измерено вплоть до  $E \sim 8$  Гэв (см.рис.5). По этим измерениям трудно заключить, имеет ли место асимптотическое поведение  $\sigma \sim \frac{4\pi\alpha^2}{3E^2} R$ , предсказываемое в партонно-кварковой модели (где  $R$  - константа, равная сумме квадратов зарядов кварков). Такое поведение даёт согласно [11], [12] поправку к сечениям  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ ,  $e^+e^-$  при  $E \sim 10$  Гэв, равную

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} \sim R \frac{2\alpha}{3\pi} \ln \frac{E^2}{\bar{m}^2} \sim 0,5\% R.$$

(где  $\bar{m}$  - характерная адронная масса  $\sim 1$  Гэв).  
Измерение этих сечений с точностью до 1% на ускорителях с большой светимостью позволило бы, в принципе, выяснить, какова величина  $R$  и меняется ли она с энергией в асимптотике, то есть каково поведение сечения  $e^+e^- \rightarrow$  адроны при асимптотических энергиях, недоступных даже на ускорителях будущего поколения (PEP, PETRA).

### 3. Поляризационные эксперименты и эффекты нейтральных токов

При рассмотрении поляризационных явлений на  $e^+e^-$  - пучках, как известно, следует принимать во внимание наличие поперечной поляризации (до 90%)  $e^+$  и  $e^-$ , вызванной синхротронным излучением.

В последнее время в литературе интенсивно обсуждались возможности использования этого свойства встречных пучков для экспериментального обнаружения эффектов слабых нейтральных токов, предсказываемых, в частности, моделью Вайнберга - Салама (см. обзор [14]).

Оказывается, что наличие поперечной поляризации приводит к тому, что в определенных условиях за счет подавления электромагнитного фона относительный вклад нейтральных токов оказывается больше. В частности, для процесса  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  были предложены [14] следующие эксперименты:

1. Измерение средней продольной поляризации мюона ( $\mu^-$  для определенности)

$$\langle P_L(\theta, \phi) \rangle \equiv \frac{1}{2} \{ P_L(\theta, \phi) + P_L(\theta, \pi - \phi) \}, \quad (14)$$

где  $P_L(\theta, \phi) \equiv \frac{\sigma_+(\theta, \phi) - \sigma_-(\theta, \phi)}{\sigma_+(\theta, \phi) + \sigma_-(\theta, \phi)}$  ( + - спиральность мюона),

$\theta, \phi$  - углы вылета  $\mu^-$ , ось  $Z$  направлена по импульсу  $e^-$ , ось  $Y$  по магнитному полю.

Наблюдение  $\langle P_L \rangle$  есть эффект несохранения  $P$ -чётности в чистом виде. Эта величина в модели Вайнберга - Салама особенно велика при  $\theta_W = 0$  в следующей угловой конфигурации [14] :  $\theta, \phi = 0, \pi$ ;  $\theta =$

$\arccos \sqrt{\frac{1-\delta^2}{1+\delta^2}}$  где  $\delta$  - степень поперечной поляризации встречных пучков (реально  $\delta \approx 0,92$ ). При этом  $\langle P_L \rangle \sim 1,0\%$  при энергии  $E \sim 6$  Гэв. К сожалению, данные по нейтральным токам из нейтринных опытов отвергают значение  $\theta_W = 0$  и не исключают  $\theta_W = 30^\circ$ , при котором  $\langle P_L \rangle = 0$ .

## 2. Асимметрия:

$$A = [\sigma(\theta, \phi) - \sigma(\pi - \theta, \phi)] / \sigma(\theta, \phi).$$

Этот эффект может быть вызван не только нейтральным током, но и высшими по  $\alpha$  поправками, которые вычисляются в КЭД и могут быть вычтены из экспериментального результата (Величина  $A$  не зависит от  $\theta_W$  и имеет в модели Вайнберга - Салама значение [14])

$$A = -6 \cdot 10^{-3} \sqrt{1-\delta^2} \sim 1,4\% \text{ (при } E \sim 6 \text{ Гэв, } \delta \sim 0,92 \text{)}.$$

Значения  $\langle P_L \rangle$  и  $A$  растут с энергией, как и всякий относительный вклад слабого взаимодействия на фоне электромагнитного. Поэтому эти эффекты станут реально наблюдаемыми на ускорителях следующего поколения ( $E \sim 30 - 40$  Гэв, светимость  $\sim 10^{32} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$ ). Однако, не менее успешно их можно будет наблюдать и

при энергиях  $\sim 10$  Гэв, если увеличить точность измерений, для чего необходимо в первую очередь поднять светимость до  $10^{34}$  см $^{-2}$  сек $^{-1}$ , по крайней мере.

#### 4. Адронные каналы $e^+e^-$ - аннигиляции

Существующая на сегодняшний день информация о простейших каналах  $e^+e^-$  - аннигиляции в адроны относится, в основном, к формфакторам  $\pi$ ,  $K$  - мезонов и протонов во времени-подобной области, измеренных в процессах  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-, K^+K^-, p\bar{p}$  вплоть до  $E \sim 3$  Гэв [15,6].

На рис.6 [5] представлены последние данные по формфактору  $\pi$  - мезона. Эти данные в пределах ошибок, в основном согласуются с изображённым сплошной линией предсказанием модели векторной доминантности (вклад  $\rho$  - мезона), [16] дающей быстрое падение формфактора с энергией:

$$|F_{\pi}|^2 \sim \frac{0,5}{(E/\text{Гэв})^4}; \quad (15)$$

что при  $E \gg m_{\pi}$  соответствует сечению:

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-) \sim \frac{10 \text{ нб}}{(E/\text{Гэв})^6}. \quad (16)$$

Сечение  $\sigma(e^+e^- \rightarrow K^+K^-)$  имеет такой же порядок величины. Уже при  $E \sim 3$  Гэв эти сечения становятся

$\sim 0,01$  нб и с трудом поддаются измерению на существующих установках. То, что значение  $F_{\pi}$  измерено при энергии равной массе  $\psi$  - мезона, (крайняя

правая точка на рис.6) объясняется просто резонансным усилением при этом значении энергии.

Еще хуже обстоит дело с измерением сечения  $e^+e^- \rightarrow p\bar{p}$ . Имеется только одна экспериментальная точка при  $E \sim 2,1$  Гэв, изображённая на рис.7 [5] вместе с несколькими верхними границами. (Точки при  $E = 3,1$  (3,7) Гэв соответствуют резонансным реакциям  $e^+e^- \rightarrow \psi(\psi') \rightarrow p\bar{p}$  идущим с большим сечением).

Эти скудные данные свидетельствуют в пользу того, что формфакторы протона падают еще быстрее, чем формфакторы  $\pi$  и  $K$ . Трудно сделать какое-либо заключение о степени падения и о согласии с различными моделями (см. рис.7)

Повышение светимости даст возможность уверенно измерить формфакторы  $\pi, K$  при  $E \approx 3$  Гэв и формфакторы протона при  $E \approx 2$  Гэв и, в частности, выяснить, выполняются ли при этих энергиях, удалённых от области векторных мезонов, предсказания модели векторной доминантности. Вместе с тем, повышение точности уже существующих данных по формфакторам в области векторных мезонов было бы полезно для отбора различных вариантов этой модели (см. например обзор [17]).

Большой интерес представляет, в частности, возможность чёткого выделения вкладов в формфакторы радиальных возбуждений векторных мезонов  $\rho', \omega', \phi', \rho'', \dots$  (или по другой терминологии - "дочерних" векторных мезонов), существование которых предсказывается в различных кварковых и дуальных моделях с массами в интервале 1 - 2 Гэв.

Основные ожидаемые моды распадов радиально - возбужденных мезонов следующие:

$$\rho' \rightarrow \rho + 2\pi, \quad \omega' \rightarrow \omega + 2\pi, \quad \phi' \rightarrow \phi + 2\eta$$

поэтому эти мезоны следует искать также в виде резонансных усилений в полном сечении процессов:

$$e^+e^- \rightarrow 4\pi, 5\pi, 2\pi 2K.$$

На сегодняшний день имеется лишь предварительная и противоречивая информация по радиальным возбуждениям  $\rho$ -мезона. Так, например, последние данные, полученные на ускорителе ВЭПП-2М [18], дают отклонение  $\pi$ -мезонного формфактора от чисто  $\rho$ -мезонной доминантности в области  $E \sim 1,0 \div 1,5$  Гэв (см.рис.6), которое можно интерпретировать как вклад мезона  $\rho'$  (1250). В то же время, в этом же эксперименте [18] никаких указаний на проявление  $\rho'$  в реакции  $e^+e^- \rightarrow 4\pi$  получено не было.

Можно надеяться, что более точные измерения на ускорителях с большой светимостью помогут в разрешении проблемы радиальных векторных мезонов.

Следует отдельно отметить, что по обычным векторным мезонам имеются большие пробелы в виде верхних границ на моды распадов [19] (см.таблицу 3). Для их заполнения также необходимы более точные измерения, включающие в большинстве случаев регистрацию  $\gamma$ -квантов.

Еще один интересный круг задач связан с подробным изучением конечных состояний в реакциях

$$e^+e^- \rightarrow 4\pi, 5\pi, 6\pi, 2\pi 2K, 4K \text{ и т.д.} \quad (17)$$

при энергиях  $E \sim 2 - 3$  Гэв. Эти конечные состояния образуются с фиксированными квантовыми числами фотона ( $J^{PC} = 1^{--}, G = \pm 1$ ) и могут насыщаться раз-

личными комбинациями мезонов и мезонных резонансов, разрешенными законами сохранения.

Так, например, в конечное состояние  $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$  могут дать вклад состояния  $A_2^+\pi^-\rho^+\pi^+$ ,  $A_1^+\pi^-\rho^+\pi^+$  или  $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$  (радиальное возбуждение  $\pi$  - мезона, предсказываемое в теории); в конечное состояние  $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\pi^0$  - состояния  $B^+(1238)\pi^-\pi^+$ ,  $A_2^-\rho^-\rho^+\pi^+$ ,

$$A_1^-\rho^-\rho^+\pi^+, f_0\omega\pi^+\pi^- \text{ и т.п.}$$

Хорошо известно, что изучение мезонных резонансов в адронных реакциях сталкивается с рядом трудностей, в частности, почти всегда трудно отделить амплитуду рождения резонанса от амплитуды её распада (вспомним известную проблему  $A_1$ -мезона). Можно надеяться, что в  $e^+e^-$ -аннигиляции выделение различных мезонных резонансов путем измерения различных распределений по инвариантным массам или угловых распределений конечных  $\pi, K$ -мезонов может быть осуществлено более однозначно.

Полные сечения реакций [17] при  $E \sim 2 \div 3$  Гэв имеют порядок 0,5 - 1,0 нб. Имея в виду, что вклад резонансных мод может быть подавлен относительно общего нерезонансного фона, можно полагать, что эти задачи смогут быть реально решены только на ускорителях с большой светимостью.

В число интересных адронных реакций, обладающих малым сечением входит также рождение барион-антибарионных пар:

$$e^+e^- \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}, \Sigma\bar{\Sigma}, \Xi\bar{\Xi}, \Lambda\bar{\Sigma}; e^+e^- \rightarrow \Delta\bar{\Delta}, \Sigma^*\bar{\Sigma}^*, \Xi^*\bar{\Xi}^*, \Omega\bar{\Omega}, \Lambda\bar{\Lambda}.$$

Наблюдение этих реакций, сечения которых можно ожидать на уровне сечения  $e^+e^- \rightarrow p\bar{p}$  и меньше, могло бы быть полезным для проверки предсказаний, следующих из динамической симметрии  $SU_3$  и  $SU_6$ .

## 5. Инклюзивные процессы

Данные по инклюзивному рождению адронов  $e^+e^- \rightarrow h^+h^-$ , полученные, в основном, на встречных кольцах SPEAR (см. например [20]) свидетельствуют о том, что с ростом энергии до  $E = 7,8$  Гэв картина  $e^+e^-$  - аннигиляции асимптотически приближается к партонно-кварковой ( $\times$  расширение области скейлинга, струйная структура и т.д.). Если дальнейшее продвижение по энергии подтвердит эту тенденцию, то в итоге ускорители будущего поколения по энергии будут иметь дело с областью чисто партонной асимптотики.

Тогда наиболее интересной областью энергий останется область от  $2 \div 3$  до 10 Гэв, где общая картина множественного рождения пока неясна до конца и представляет собой сложное сочетание партонной картины, статистического множественного рождения и многочастичных распадов новых частиц. Понятно, что более точное измерение инклюзивных сечений в этой области было бы полезным. Вместе с тем, имея в виду, что инклюзивные сечения достаточно велики и уже измерены с хорошей точностью, нам кажется, что уточнение их не даст качественно новой информации. Поэтому мы не будем подробно обсуждать традиционные инклюзивные эксперименты. Остановимся лишь на одном интересном типе инклюзивных процессов, который выделяется своим малым сечением. Речь идет об инклюзивном рождении мягких пионов (с энергией  $E_\pi \approx m_\pi$ ). Применение гипотезы частичного сохранения аксиального тока приводит к следующим соотношениям [21]

$$\frac{d\sigma^\pm}{dE_\pi} = \frac{p_\pi}{8\pi^2 f_\pi} \sigma_A(q^2), \quad \lim_{p_\pi \rightarrow 0} \frac{1}{q^2 p_\pi} \frac{d\sigma^\pm}{dE_\pi} = 0;$$

Здесь  $d\sigma^{\pm}/dE_{\pi}$  и  $d\sigma^0/dE_{\pi}$  - инклюзивные сечения рождения мягких пионов,  $\pi^{\pm}$  и  $\pi^0$  соответственно,  $E_{\pi}$  и  $P_{\pi}$  - энергия и импульс пионов,  $q^2 \equiv E^2$ ,

$f_{\pi}$  - константа распада пиона ( $f_{\pi} \sim 0,93 m_{\pi}$ ),

$\sigma_A(q^2)$  - полное сечение аннигиляции изовекторного аксиального тока.

Первое из этих соотношений позволит выяснить поведение величины  $\sigma_A(q^2)$ , а второе - непосредственно проверить степень нарушения частичного сохранения аксиального тока. Если предположить, что

$\sigma_A(q^2) \sim \sigma(e^+e^- \rightarrow \text{адроны})$  то для  $E_{\pi} \sim P_{\pi} \sim m_{\pi}$

получаем:

$$\sigma^{\pm} \sim 10^{-33} \div 10^{-34} (1/E/\text{ГэВ})^2 \text{ см}^2$$

что может быть измерено на ускорителе с большой светимостью при не очень большой энергии ( $E \approx 10$  ГэВ).

## 6. Новые частицы

Перечислим некоторые вопросы, касающиеся физики новых частиц, в  $e^+e^-$  -аннигиляции, которые требуют для своего решения повышенной точности измерений по сравнению с существующей, и поэтому могут быть полностью решены только на ускорителях с повышенной светимостью.

1. Более точное измерение ширины адронных распадов  $\psi$ ,  $\psi'$  и связанных с ними уровней  $\chi$  (3415),  $\chi$  (3510),  $\chi$  (3550). Количество этих распадов чрезвычайно велико и многие из них уже зарегистрированы [5]. Большой вклад в конечные состояния этих распадов дают различные резонансные моды (типа тех, которые обсуждались в разделе 4) [22]. Однако, ошибки довольно велики и для сравнения этих

данных с предсказаниям  $SU_3$  - симметрии и различных динамических моделей необходима большая статистика.

2. Структура полного сечения  $\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{адроны})$  в области 4,0 - 4,4 Гэв очень сложна (см. например [1]). Она, очевидно, складывается из высших радиальных возбуждений  $\psi$  - мезона, смешанных с орбитальными уровнями  $1^3D_1$ ,  $2^3D_1$ , чармония, в сочетании с порогом рождения чармовых частиц и, возможно, более сложными образованиями - связанными состояниями чармовых частиц (т.н. "молекулярный чармний", подробнее см. [23]). Возможен вклад в эту структуру и гипотетического тяжелого лептона с массой  $\sim 1,8$  Гэв обсуждаемого в литературе [24,25] в связи с аномальными лептонными событиями. Поэтому кажется, что для полного выяснения ситуации в этой области и однозначного выделения различных компонент полного сечения необходима повышенная точность измерений. В частности, необходим последовательный поиск резонансов не только в полном сечении, но и в различных выделенных процессах, обладающих меньшим сечением.

3. Недавно открытые [26] мезоны  $D^0(1865)$ ,  $D^+(1876)$  являются, очевидно, первыми представителями семейства чармовых частиц. В теории [27] предсказывается целый спектр разнообразных слабых распадов этих частиц (мезонов и барионов). На современных установках могут быть зафиксированы лишь доминирующие моды этих распадов. Наблюдение всей совокупности чармовых частиц станет возможным лишь при повышении точности измерений. При этом основной выход этих частиц, как мезонов, так и барионов следует ожидать при энергиях  $E \lesssim 10$  Гэв, не очень превышающих порог их парного рождения. При сверхвысоких энергиях, доступных на ускорителях будущего поколения, сечение парного рождения чармовых частиц будет вымирать, а регистрировать их инклюзивное рождение на фоне обыч.

ных частиц будет трудно. Еще труднее зарегистрировать рождение пар чармовых частиц в сильных взаимодействиях, в чем убеждает нас бесплодный поиск чармовых частиц на протонных ускорителях, ведущийся в последнее время. Поэтому встречные  $e^+e^-$  пучки, особенно с большой светимостью и с энергией  $E$  до 10 Гэв остаются наиболее обильным источником чармовых частиц.

Сказанное выше можно полностью отнести и к тяжелым лептонам [24] с массой 1,8 Гэв, которые лучше всего искать на встречных пучках  $e^+e^-$  и для которых повышение светимости поможет зафиксировать всю совокупность предсказываемых [25] распадов.

## 7. Двухфотонные эффекты

Экспериментальное исследование процессов  $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + \text{адроны}$  на встречных  $e^+e^-$  пучках (рис. 8а) могут дать информацию о двухфотонных процессах  $\gamma\gamma \rightarrow \text{адроны}$ . При этом доминирует кинематическая конфигурация, когда оба лептона в конечном состоянии летят в направлении вперед и фотоны почти реальные.

Несколько таких событий регистрировалось на ускорителе ADONE [28]. Сечение двухфотонного процесса  $\sigma_{\gamma\gamma}$  извлекается с помощью следующей формулы [29].

$$\frac{d\sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^- + \text{адроны})}{dS_{\gamma\gamma}} = \left(\frac{d}{s}\right)^2 \frac{\sigma_{\gamma\gamma}(S_{\gamma\gamma})}{S_{\gamma\gamma}} \left( \ln \frac{E^2}{S_{\gamma\gamma}} \ln^2 \frac{E^2}{4m_e^2} - \frac{1}{3} \ln^3 \frac{E^2}{S_{\gamma\gamma}} \right),$$

где  $S_{\gamma\gamma}$  - квадрат инвариантной массы  $\gamma\gamma$  - пары. Предсказания для  $\sigma_{\gamma\gamma}$  [30], основанные на факто-

ризующихся полюсах Редже с учетом дуальности и вкладов различных конечных состояний с  $C = +1$  показаны на рис. 9.

Оценки для соответствующих наблюдаемых сечений:

$$\begin{aligned} \sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^- + \pi^0) &\sim 1 \text{ нб} & E \geq 4 \text{ ГэВ} \\ \gamma_1 &\sim 1 \text{ нб} & \text{---} \\ \eta' &\sim 1 \text{ нб} & E \geq 6 \text{ ГэВ} \\ f &\sim 0,3 \text{ нб} & \text{---} \end{aligned}$$

Хотя эти сечения и не очень малы, в этих опытах статистика сильно ограничена низкой эффективностью измерений. Поэтому следует ожидать, что только существенное повышение светимости позволит измерить сечения большинства этих процессов.

Из эксклюзивных двухфотонных процессов особенно интересны  $\gamma\gamma \rightarrow \pi\pi, KK$ . Изучение их даст возможность исследовать  $\pi\pi, KK$  взаимодействия в отсутствие других адронов. Измерение  $\frac{d\sigma}{dt}(\gamma\gamma \rightarrow \pi\pi)$  при больших  $S_{\gamma\gamma}$  и  $t$  является критической проверкой партонной модели [31], которая предсказывает падение сечения при фиксированном угле в с. ц. м.  $\sim 1/S^4$ .

Большое количество предсказаний для двухфотонных процессов даёт алгебра токов [29], в частности, следующие оценки:

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^- \pi^+ \pi^- \pi^0) \sim 10^{-34} \text{ см}^2, E \approx 1 \text{ ГэВ} \div 2 \text{ ГэВ}.$$

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^- 3\pi^0) \sim 10^{-35} \text{ см}^2$$

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^- 2\pi^+ 2\pi^-) \sim 4 \cdot 10^{-36} \text{ см}^2.$$

Другой тип двухфотонных процессов, в которых можно наблюдать резонансы с положительной  $C$ -четностью, рассматривался в работах [32]. Соответствующие этим процессам диаграмма показана на рис. 86. Интерференция этой диаграммы с однофотонной в области резонанса приводит к характерной зарядовой асимметрии. Оценки для  $f$ -мезона, например, дают сечение его рождения в реакции  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^- \sim 10^{35} \text{ см}^2$  и параметр зарядовой асимметрии в  $\sim 20\%$ . Ситуация несколько лучше для новых мезонов  $\chi_1(3510)$ ,  $\chi_2(3550)$  с квантовыми числами  $J^{PC} = 1^{++}, 2^{++}$  соответственно. Сечение их рождения в двухфотонном процессе ожидается больше [33] из-за их сравнительно меньшей ширины распада в адроны. ( $\sigma(e^+e^- \rightarrow \chi_1, \chi_2) \sim 10^{-34} \text{ см}^2$ ).

## 8. Заключение

Как показывает проведенное выше рассмотрение, встречные пучки со светимостью  $10^{32} - 10^{34} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$  и полной энергией  $E$  до 10 ГэВ благодаря значительному увеличению статистики будут не менее эффективны, чем накопители будущего поколения той же энергии, в целом ряде аннигиляционных экспериментов. Это те эксперименты, в которых наблюдаются эффекты, характеризующиеся малым и медленно растущим с энергией сечением (эффекты нарушения КЭД, поляризационные эффекты нейтральных токов, двухфотонные эффекты).

Кроме того, большое число экспериментов, требующих существенного увеличения статистики, осуществимо только на встречных пучках с большой светимостью и энергией до 10 ГэВ. К таким экспериментам относятся:

1. Измерение сечений, быстро падающих с энергией, при достаточно больших энергиях (например, измерения формфакторов вне области векторных мезонов)

2. Наблюдение редких распадов частиц или наблюдение частиц, рождающихся с малым сечением (распады

векторных мезонов, дочерние векторные мезоны, выделение мезонных резонансов, слабые распады чермовых частиц и т.д.)

3. Точное измерение интегральных характеристик  $e^+e^-$  - аннигиляции в переходной области 3-10 Гэв (структура при 4 Гэв, точное измерение инклюзивных сечений и т.д.)

В заключение следует отметить, что для осуществления всех этих экспериментов, кроме большой светимости, необходимо иметь достаточно хорошую точность измерений, так чтобы систематическая ошибка не превышала статистической. Подробное обсуждение необходимой точности измерений в каждом эксперименте выходит за рамки данного обзора. Что касается разрешения по энергии, то для перечисленных выше экспериментов достаточно разрешение не хуже, чем несколько Мэв (например, такое, как на встречных кольцах SPEAR ).

Настоящая работа выполнена по инициативе А.Ц.Аматуни, которому авторы благодарны за многочисленные ценные замечания.

Мы также благодарны С.Г.Матиняну за ряд важных критических замечаний, и И.П.Карабекову за обсуждение вопросов, связанных с электрон-позитронными накопителями.

Таблица 1 [5]. Действующие и проектируемые электрон - позитронные накопители

Название	Полная энергия E (Гэв)	Максимальная светимость $\text{см}^{-2}\text{сек}^{-1}$
ACO (Орсэ)	0,4 - 1,1	$\sim 10^{29}$
ВЭПП-2М (Новосибирск)	0,4 - 1,3	$\sim 10^{30}$
ADONE (Фраскати)	1,4 - 3,1	$\sim 5 \cdot 10^{29}$
DCI x) (Орсэ)	1,0 - 3,4	$\sim 10^{31}$
DORIS (Гамбург)	$\sim 2,0 - 9,0$	$\sim 10^{31}$
SPEAR (Стэнфорд)	2,4 - 8,4	$\sim 10^{31}$
ВЭПП-4†) (Новосибирск)	$\sim 14$	$\sim 10^{31}$
Cornell†) (Итака)	10 - 16	$\sim 10^{32}$
PEP†) (Стэнфорд)	14 - 30	$\sim 10^{32}$
PETRA†) (Гамбург)	14 - 38	$\sim 10^{32}$

†) в стадии сооружения или проектирования

Таблица 2. [5] Сравнение КЭД с экспериментом

Процесс	Эксперимент	Нижняя граница на параметр нарушения КЭД
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-$	SLAC - LBL [7] Stanford- Pennsylvania [8]	$\Lambda_+ > 15 \text{ ГэВ}, \Lambda_- > 19 \text{ ГэВ}$ $\Lambda_+ > 38,0 \text{ ГэВ}, \Lambda_- > 33,3 \text{ ГэВ}$
$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$	Bologna (ADONE) [9]	$\Lambda_{\pm} \geq 10 \text{ ГэВ}$
$e^+e^- \rightarrow 2\gamma$	Stanford- Pennsylvania [8]	$\Lambda_+ > 10,9 \text{ ГэВ}, \Lambda_- > 8,9 \text{ ГэВ}$

Таблица 3 [19] Ограничения на относительные ширины (B. R.) распадов векторных мезонов

Мода	B. R.	Мода	BR	Мода	B. R.
$\rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$	< 0,15%	$\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$	< 5%	$\phi \rightarrow \pi^+\pi^-$	< 0,03%
		$\pi^+\pi^-\gamma$	< 1,0%	$\pi^+\pi^-\gamma$	< 0,7%
		$\eta$ нейтр.	< 1,5%	$\omega\gamma$	< 5%
		$\mu^+\mu^-$	< 0,02%	$\rho^0\gamma$	< 2%
		$\pi^+\mu^+\mu^-$	< 0,2%	$\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$	< 1%
		$\eta\gamma$	< 0,5%		

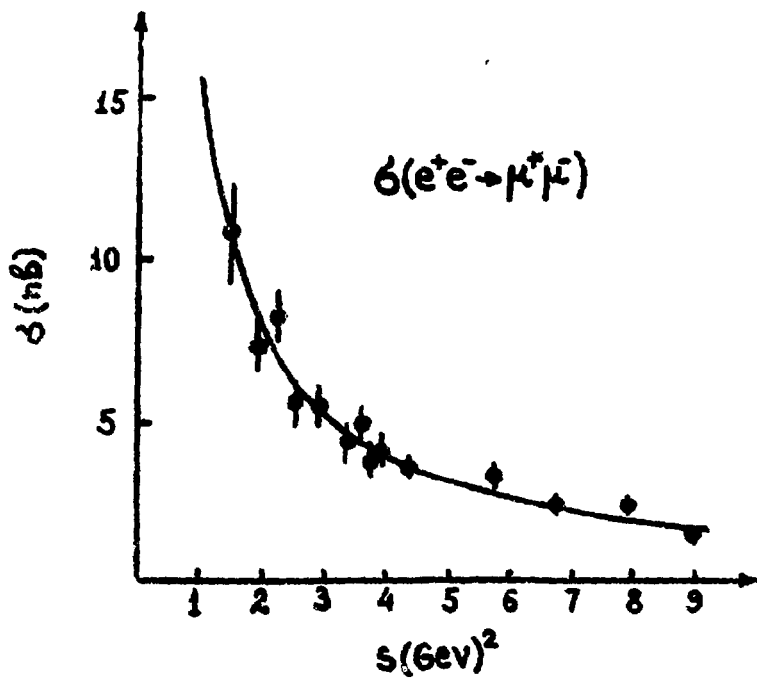


Рис.1

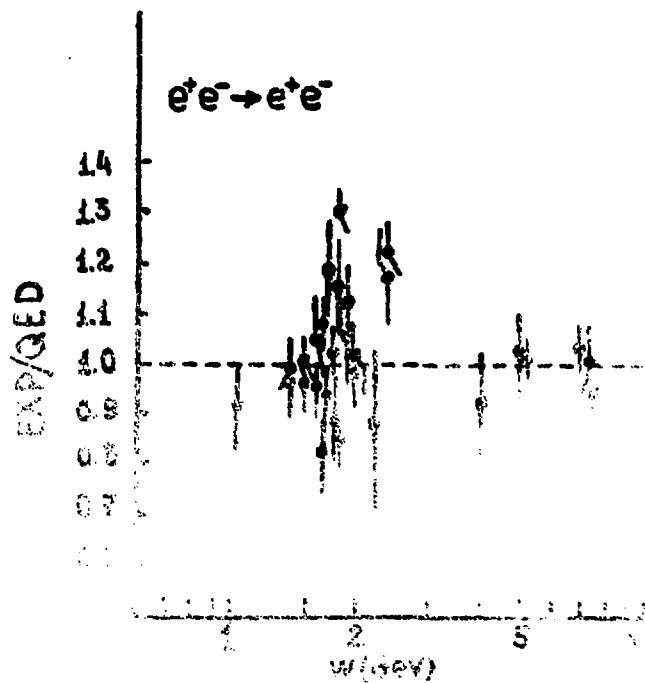


Рис.2

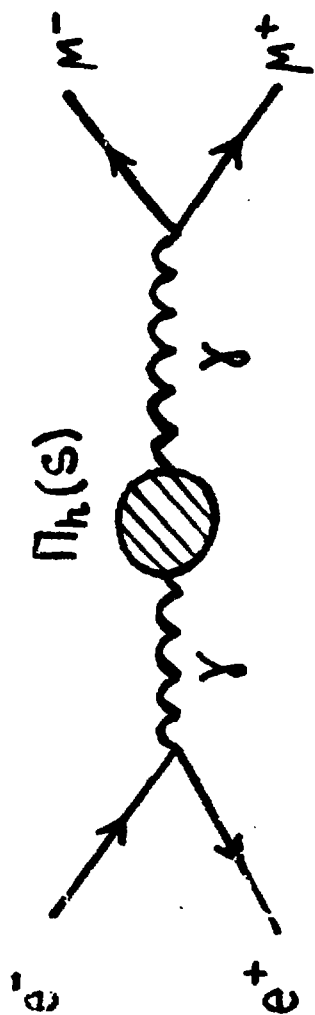


Рис.3

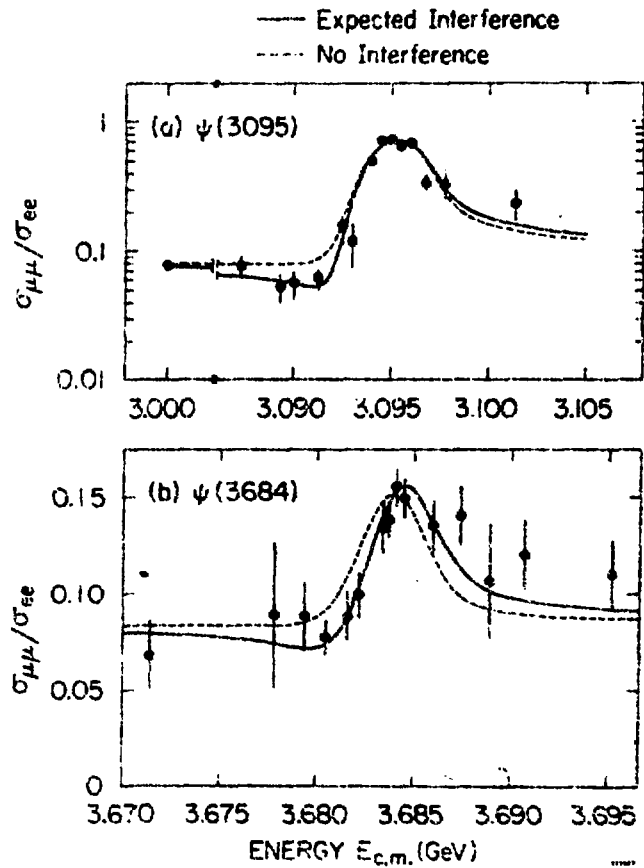
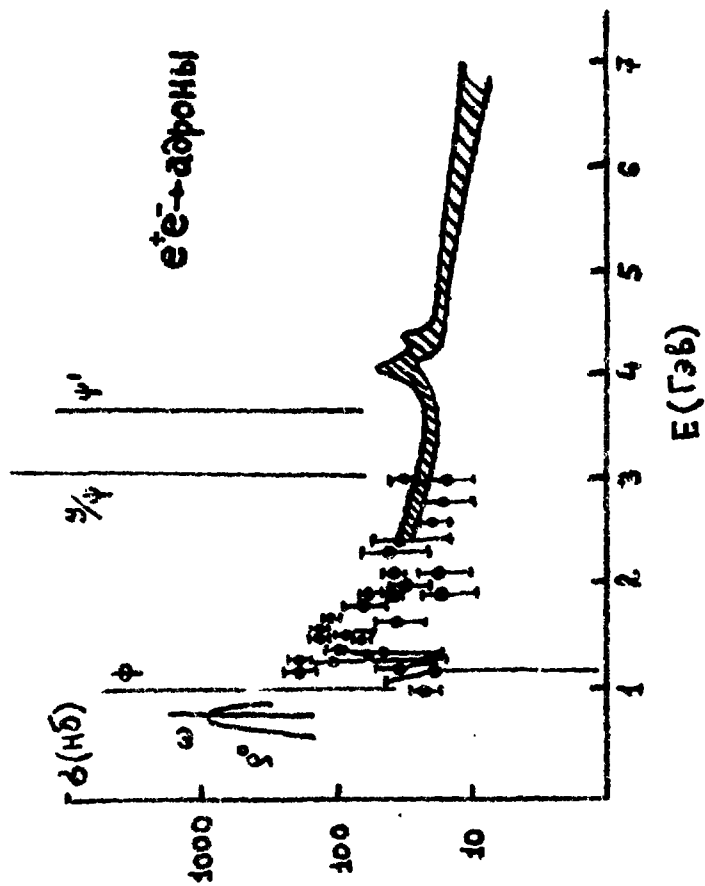


FIG. 4



$e^+e^-$ -адроны

Рис.6

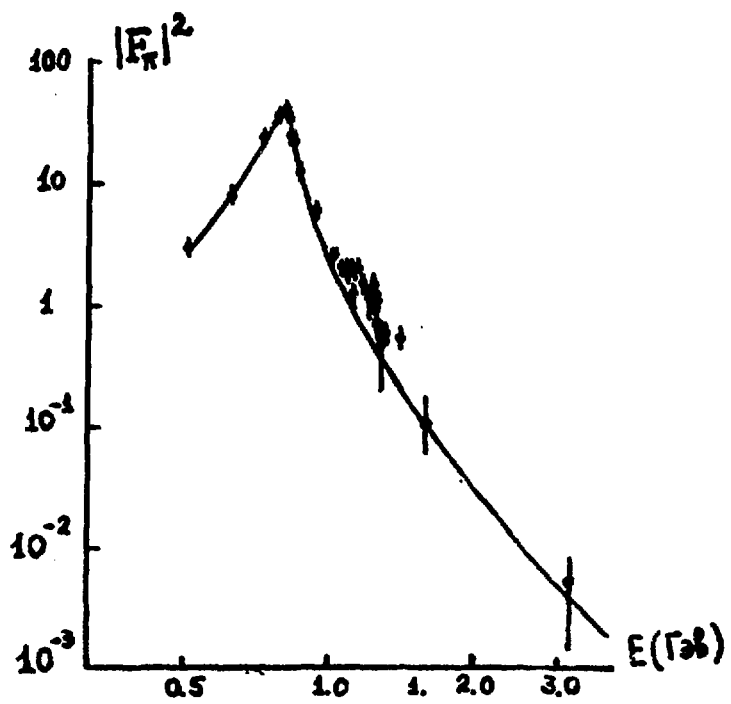


Рис.6

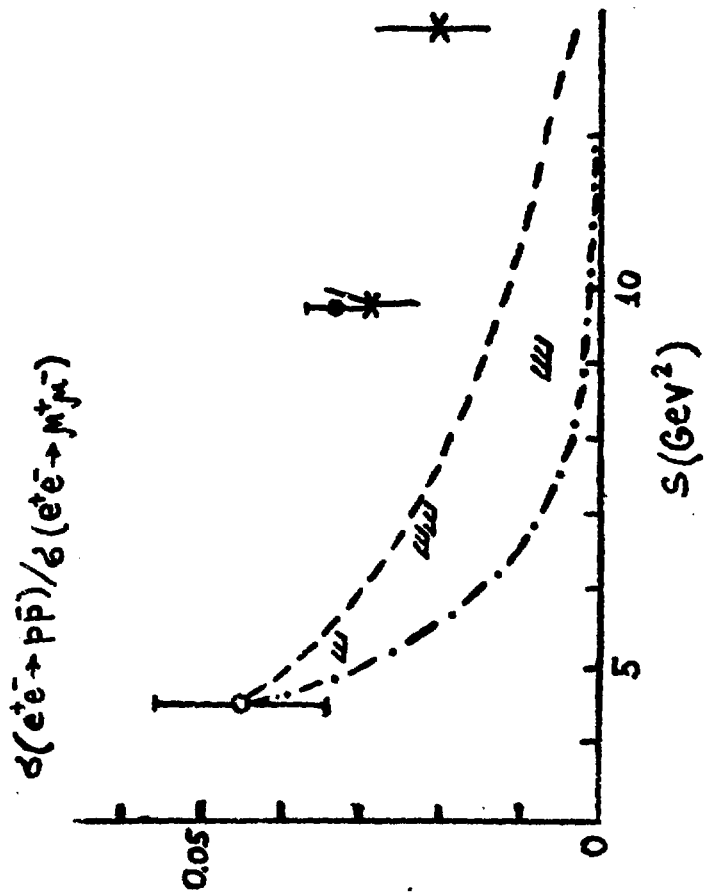
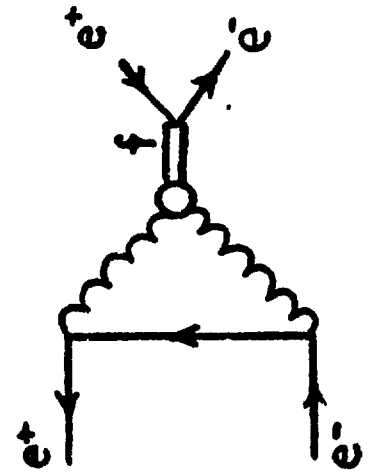
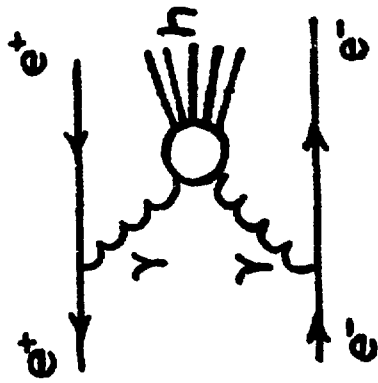


Рис.7



(b)



(a)

Рис. 8

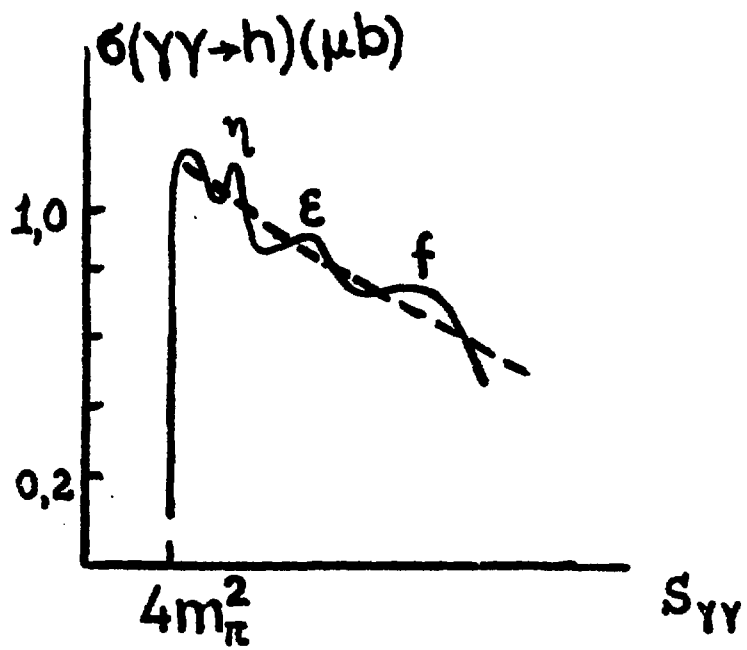


FIG. 9

## ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

- Рис.1 [9] Сравнение предсказания КЭД для сечения  $\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)$  (сплошная линия) с экспериментом.
- Рис.2 [9] Сравнение КЭД с экспериментом для процесса  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ .
- Рис.3 Диаграмма вклада адронов в фотонный пропагатор.
- Рис.4 Сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  нормированное на сечение  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$  вблизи резонансов: а)  $\psi$  (3095), б)  $\psi'$  (3684) сравнивается [6] с предсказанием КЭД с учетом интерференции резонансов с электромагнитным фоном.
- Рис.5 [5] Полное сечение  $\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{адроны})$ . Черные точки - данные разных групп при низких энергиях, заштрихованная область - данные группы SLAC-LBL [6].
- Рис.6 [5] Последние данные по формфактору  $\mathcal{F}$  -мезона.
- Рис.7. [5] Отношение сечений  $\sigma(e^+e^- \rightarrow \rho\bar{\rho}) / \sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)$ . Пунктиром показано предсказание модели доминантности  $\rho$ -мезона, штрих-пунктиром - предсказание дипольной модели.
- Рис.8 а,б. Диаграммы двухфотонных процессов.
- Рис.9 Предсказания [30] для сечения двухфотонной аннигиляции в адроны с учетом вкладов  $S$ -четных состояний.

## ЛИТЕРАТУРА

1. L. Camilleri et al., CERN Report 76-18, 1976
2. Proceedings of discussion Meeting on PETRA Experiments, 1976 PEP-Conceptual Design Report, LBL-4228, SLAC-189, 1976
3. B.L. Ioffe, V.A. Khoze, LINP Preprint N.274, 1976
4. С.Д. Бродски, С.Д. Дрелл, УФН, 107, 57, 1972.
5. B. Wiik, G. Wolf, DESY Preprint 77/01, 1977
6. R.F. Schwitters, SLAC-pub-1832, 1976
7. J.E. Augustin et al., Phys. Rev. Lett., 34, 233, 1975
8. B.L. BERON et al., Paper presented at Tbilisi Conference, 1976.
9. V. Alles-Borelli et al, Phys. Lett. 59B, 201, 1975.
10. А.Д. Долгов, В.И. Захаров, Л.Б. Ожунь. ЯФ, 18, 876, 1973.
11. B. Richter, SLAC-pub-1737, 1976
12. J.E. Augustin et al. Phys. Rev. Lett. 30, 462(1973)
13. A.M. Boyarski et al., Phys. Rev. Lett. 34, 1357, 1975
14. G.V. Dass, DESY Preprint 73/40, 1974.

15. A.Zichichi, Proceedings of XVII Intern. Conference on High Energy Physics, p.IV-6, London, 1974.
16. G.J.Gounaris, J.J.Sakurai, Phys.Rev.Lett. 21, 244, 1968.
17. M.Gourdin, Phys Reports, 11C, N.2, 1974.
18. V.Sidorov, Rapporteur Talk at XVIII Int. Conf.on High Energy Physics, Tbilisi, 1976.
19. Review of Particle Properties, Rev.Mod. Phys. 48, N.2, 1976.
20. G.Hanson, SLAC-Pub-1814, 1976.
21. A.Pais, S.Treiman, Phys.Rev.Lett.25, 975, 1970.
22. V.Vanucci et al. SLAC-Pub-1862, 1976
23. L.B.Okun, M.B.Voloshin, Preprint ITPP-152, 1976.
24. M.Perl, SLAC-Pub-1764, 1976
25. Я.И.Азимов, Л.Л.Франкфурт, В.А.Хозе.ЖЭТФ 72, 38 1977.
26. G.Goldhaber et al., Phys.Rev.Lett. 37, 255, 1976; J.Peruzzi et al., Phys.Rev. Lett. 37, 569, 1976
27. M.K.Gaillard, B.W.Lee, J.L.Rosner, Rev.Mod. Phys., 47, 227, 1975

28. G.Salvini, Joun. de Physique 35, N. 3, C2-1, 1973
29. М.В.Терентьев. УФН, 112, 1, 37, 1974.
30. J.L.Rosner, BNL Preprint CRISP 71-26, 1976
31. S.Brodsky, G.Farrar, Phys.Rev.Lett. 31, 1153, 1973; V.Matveev, R.Muradyan, A.Tavkhelidze, Lett.Nuovo Cim., 7, 719(1973)
32. А.И.Вайнштейн, И.Б.Хриплович. ЯФ, 13, 620, 1971  
Y.Lépetre, F.M.Renard, Lett.Nuovo Cimento, 5, 117, 1972
33. F.M.Renard, Phys.Lett. 61B, 365, 1976

Рукопись поступила 15-го июня 1977 г.



Редактор Л.П.Мукаян  
Тех.редактор А.С.Абрамян

Заказ 1111

ВФ- 03353

Тираж 299

Подписано к печати 6/Х-77г.      Формат издания 30x40

2,5 уч.издл.      Ц. 18 к.

---

Издано Отделом научно-издательской информации  
Ереванского физического института, Ереван-36, пер. Мар-  
каряна 2.