

УДК 539.12

РОЖДЕНИЕ τ -ПАР В ДВУХФОТОННЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ И ПРЕДЕЛЫ НА АНОМАЛЬНЫЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ МОМЕНТЫ τ -ЛЕПТОНА

И. Р. Бойко, В. В. Журавлев

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Изучалось рождение τ -пар в процессе $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\tau^+\tau^-$ с использованием данных, полученных на установке DELPHI на ускорителе LEP в период с 1997 до 2000 г. (LEP2). Интегральная светимость составила 650 pb^{-1} . Полученные значения сечений находятся в согласии с предсказанием КЭД. Установлены пределы на аномальный магнитный и электрический дипольный моменты τ -лептона.

τ -pair production in the process $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\tau^+\tau^-$ was studied using data collected by the DELPHI experiment at LEP2 during the years 1997–2000. The corresponding integrated luminosity is 650 pb^{-1} . The values of the cross-section obtained are found to be in agreement with QED predictions. Limits on the anomalous magnetic and electric dipole moments of the τ -lepton are deduced.

ВВЕДЕНИЕ

В этой статье представлены результаты изучения рождения пар τ -лептонов в двухфотонных столкновениях на основе данных, полученных на установке DELPHI в период с 1997 до 2000 г. при энергии столкновений \sqrt{s} в диапазоне от 183 до 208 ГэВ. Общая интегральная светимость, использованная в этом анализе, составила 650 pb^{-1} . На ускорителе LEP исследуемый процесс был впервые зафиксирован коллаборацией OPAL [1], а впоследствии изучался коллаборацией L3 [2].

Конечное состояние реакции $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\tau^+\tau^-$ может быть описано с помощью ряда фейнмановских диаграмм. Здесь мы обсуждаем измерение сечения этой реакции, обусловленного вкладом так называемой мультипериферической диаграммы (рис. 1), соответствующей столкновению двух виртуальных фотонов. Другие процессы, имеющие такое же конечное состояние, рассматривались как фоновые.

Изучение реакции $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\tau^+\tau^-$ позволяет осуществить проверку предсказаний квантовой электродинамики в четвертом порядке теории возмущений. Особый интерес представляет поиск возможного аномального взаимодействия τ -лептона. Так как «древесная» диаграмма изучаемого процесса содержит две вершины $\gamma\tau\tau$, аномальный магнитный и электрический дипольный моменты τ -лептона могут быть получены из сравнения измеренного сечения с предсказанием КЭД.

В статье дается детальное описание измерения сечения процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\tau^+\tau^-$, включая отбор τ -пар, оценку остаточного фона, вычисление эффективности отбора и триггерной эффективности и оценку систематических погрешностей. В разд. 5 измеренные сечения используются для получения пределов на электромагнитные моменты τ -лептона.

1. ГЕНЕРАТОРЫ СОБЫТИЙ

Исследуемый процесс $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\tau^+\tau^-$ моделировался с помощью генератора RADCOR (другое название — BDKRC) авторов Берендса, Давервельдта и Кляйсса [3]. Этот генератор вычисляет сечения для мультипериферальной диаграммы с учетом радиационных поправок к электронной и позитронной линиям. Использовалось следующее определение сигнального процесса: инвариантная масса τ -пары должна быть меньше $40 \text{ ГэВ}/c^2$, обе сталкивающиеся частицы должны отклониться от оси пучка не более чем на 10° и как минимум одна из них должна отклониться от оси пучка не более чем на 2° . Сечение, предсказываемое BDKRC при этих ограничениях, было на $(1,44 \pm 0,04) \%$ меньше, чем полное сечение, предсказываемое тем же генератором. Распад τ моделировался с помощью программы TAUOLA [4], которая учитывает излучение фотонов продуктами распада τ . Генератор BDKRC также использовался для оценки остаточного фона от процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$. Для моделирования остаточного фона от процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-e^+e^-$ использовался генератор тех же авторов DIAG36 (другое название — BDK) [5]. Рождение адронов в двухфотонных соударениях моделировалось генератором RYTHIA 6.1 [6]. Четырехфермионные процессы, отличные от мультипериферических, моделировались генератором WRHACT [7].

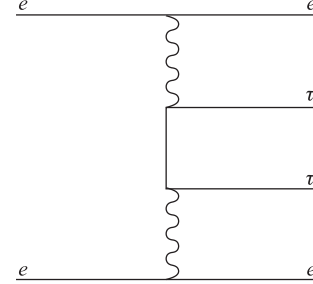


Рис. 1. Мультипериферическая диаграмма для процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\tau^+\tau^-$

Сгенерированные события проходили через программу моделирования установки DELPHI и реконструировались той же программой, что и экспериментальные данные [8].

2. ОТБОР СОБЫТИЙ

В большинстве событий двухфотонных столкновений обе пучковые частицы отклоняются на малый угол и не могут быть зарегистрированы детектором. Таким образом, могут быть измерены только продукты распадов τ -лептонов. Для подавления фоновых (отличных от $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\tau^+\tau^-$) процессов рассматривались только каналы распада τ с одной заряженной частицей, причем один τ -лептон должен был распадаться на электрон, а другой — на отличную от электрона заряженную частицу (адрон или мюон). Анализ был основан только на измерении треков заряженных частиц, нейтральные частицы не принимались во внимание.

Полное описание установки DELPHI дано в [8]. В анализе использовались только те периоды набора данных, в которых полностью функционировали следующие детекторы — времяпроекционная камера (TPC), передние камеры (FCA, FCB) и один из дополнительных центральных трековых детекторов (ID или VD). В табл. 1 представлены интегральная светимость и усредненная энергия соударений для периодов набора данных, использовавшихся в анализе.

Процедура отбора событий состояла из двух этапов. На первом этапе (предварительный отбор) выбирались двухфотонные события с двумя хорошо восстановленными треками, обладающими ненулевым суммарным поперечным импульсом. Трек считался

Таблица 1. Интегральная светимость и средняя энергия соударений

| Параметры | 1997 г. | 1998 г. | 1999 г. | 2000 г. |
|------------------------------|---------|---------|---------|---------|
| Светимость, пб ⁻¹ | 52,3 | 152,6 | 224,2 | 217,5 |
| E_{cm} , ГэВ | 182,7 | 188,7 | 197,6 | 206,3 |

хорошо восстановленным, если импульс, вычисленный из его кривизны, был больше 100 МэВ/с, относительная погрешность измерения импульса $\delta p/p$ была меньше 100 %, полярный угол θ лежал между 20 и 160°¹. Кроме того, прицельный параметр трека вдоль оси z (Z_{imp}) должен был быть меньше 10 см, а прицельный параметр в плоскости r - ϕ (R_{imp}) должен был быть меньше 5 см.

Предварительный отбор событий был основан на следующих критериях.

К1. В событии должно быть ровно два хорошо восстановленных трека от частиц с противоположными зарядами, причем хотя бы одна из них должна иметь импульс более 300 МэВ/с.

К2. Суммарная энергия этих двух частиц должна быть меньше 30 ГэВ. Этот критерий использовался для подавления фона от процессов двухфермионного рождения в e^+e^- -аннигиляции.

К3. Для увеличения доли $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\tau^+\tau^-$ событий акомпланарность² треков должна быть больше 0,5° и поперечная компонента векторной суммы импульсов частиц должна быть больше 500 МэВ/с.

К4. Чтобы отобрать события с высокой триггерной эффективностью, поперечная энергия $\tau\tau$ -системы, определенная как

$$E_t = E_1 \sin \theta_1 + E_2 \sin \theta_2,$$

где E_1 и E_2 — энергии двух заряженных частиц и θ_1 и θ_2 — их полярные углы, должна быть больше 2 ГэВ.

К5. При обработке данных сеанса 2000 г., в котором работа одного из 12 секторов ТРС была нестабильной и измерение dE/dx , существенное в этом анализе, было ненадежным, исключались из анализа события, в которых хотя бы один трек находился в этом секторе или рядом с ним (ближе чем 10° по ϕ).

К6. Также исключались из анализа события, в которых столкнувшиеся электрон или позитрон отклонялись настолько, что попадали в один из передних калориметров (STIC или FEMC) и энерговыделение в этих калориметрах превышало 60 % энергии пучка. Этот критерий применялся из соображений обеспечения равенства нулю суммарного поперечного импульса двух сталкивающихся фотонов, что позволяет отделять сигнал $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\tau^+\tau^-$ от процессов $e^+e^- \rightarrow e^+e^-e^+e^-$ и $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$ по критерию недостающего поперечного импульса, уносимого τ -нейтрино (см. критерий К3).

¹Ось z системы координат DELPHI располагалась вдоль направления пучка электронов, ось x была направлена к центру LEP и ось y была направлена вертикально. r — это радиус в плоскости (x, y) . Полярный угол θ измерялся от оси z и азимутальный угол ϕ отсчитывался вокруг оси z .

²Акомпланарность была определена как $180^\circ - |\phi_2 - \phi_1|$, где ϕ_i — азимутальные углы двух треков.

Моделирование предсказало следующий состав событий, прошедших предварительный отбор:

$$\begin{aligned} e^+e^- &\rightarrow e^+e^-e^+e^- && 41\%, \\ e^+e^- &\rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^- && 47\%, \\ e^+e^- &\rightarrow e^+e^-\tau^+\tau^- && 8\%, \\ e^+e^- &\rightarrow e^+e^-q\bar{q} && 3\%, \\ e^+e^- &\rightarrow \tau^+\tau^- && 1\%. \end{aligned}$$

Доля остальных событий не превышала 1%. Согласно тем же результатам моделирования, эффективность предварительного отбора событий $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\tau^+\tau^-$ составляла около 5%. При этом наибольшее подавление сигнальных событий происходило за счет требования двух хорошо восстановленных треков (подавление в четыре раза), а также — за счет требования большой поперечной энергии (критерий K4, подавление еще в два раза). На рис. 2 представлены распределения по инвариантной массе, суммар-

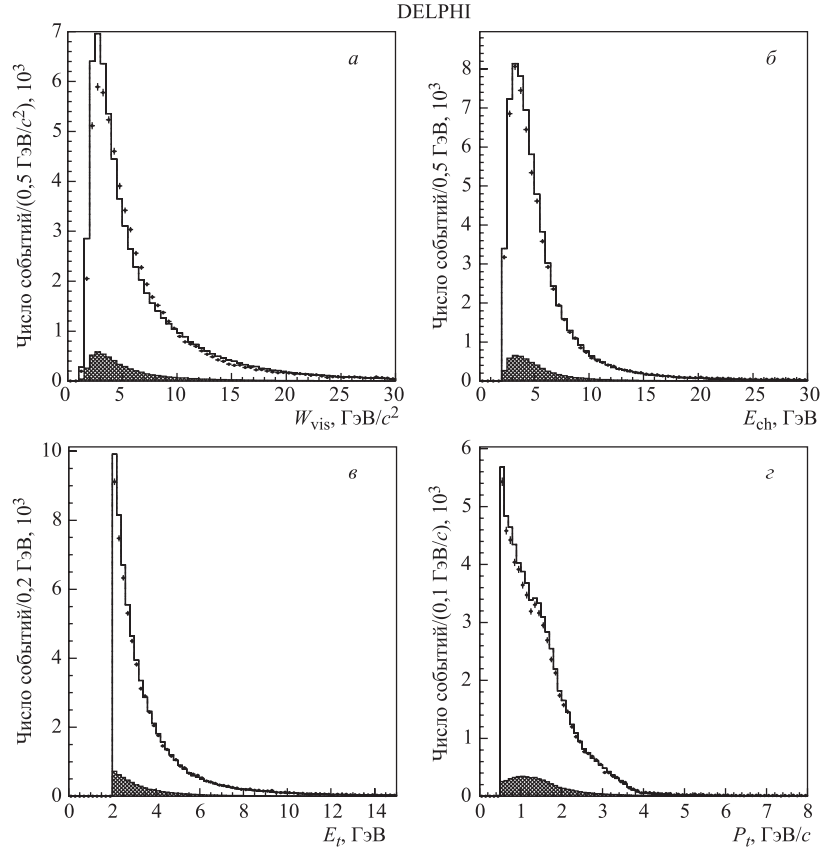


Рис. 2. Распределения по инвариантной массе, суммарной энергии и поперечному импульсу пары заряженных частиц после предварительного отбора. Точки — данные 1999 г.; незаштрихованные гистограммы — смоделированные (МС) фоновые процессы; заштрихованные гистограммы — процесс $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\tau^+\tau^-$

ной энергии и суммарному поперечному импульсу пары заряженных частиц. События $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\tau^+\tau^-$ показаны заштрихованной гистограммой, моделированные события нормализованы на интегральную светимость реальных событий. Видимый дефицит реальных событий обусловлен отличием от 100 % эффективности триггера, что было учтено в дальнейшем анализе.

На втором этапе событие проходило отбор, если одна из пары заряженных частиц была идентифицирована как электрон, а другая — как не электрон. Идентификация частиц проводилась путем измерения ионизационных потерь dE/dx в ТРС. На основе этих измерений конструировались величины правдоподобия (Π) электронной, мюонной, протонной и каонной гипотезы о природе заряженной частицы. Значения величины правдоподобия вычислялись как

$$\Pi = \frac{(dE/dx)_{\text{meas}} - (dE/dx)_{\text{expect}}}{\sigma_{dE/dx}}, \quad (1)$$

где $(dE/dx)_{\text{expect}}$ — ожидаемое значение для частицы данного типа с данным импульсом, вычислявшееся по формуле Бете–Блоха, а $\sigma_{dE/dx}$ — погрешность измерения ионизационных потерь $(dE/dx)_{\text{meas}}$ [8]. Для проверки точности калибровки измерений dE/dx из предварительно отобранных событий были выделены события $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$ и $e^+e^- \rightarrow e^+e^-e^+e^-$. На их основе была обнаружена небольшая угловая зависимость (dE/dx) , а также различие между распределениями реальных и моделированных событий. Для коррекции найденных расхождений были введены дополнительные калибровочные поправки, зависящие от азимутального и полярного угла трека. Остаточные расхождения между реальными и моделированными событиями были скорректированы путем увеличения ширины распределения измеренных ионизационных потерь в моделированных событиях (величина коррекции не превышала 8 %). Процедура калибровок была выполнена независимо для каждого годового периода набора данных.

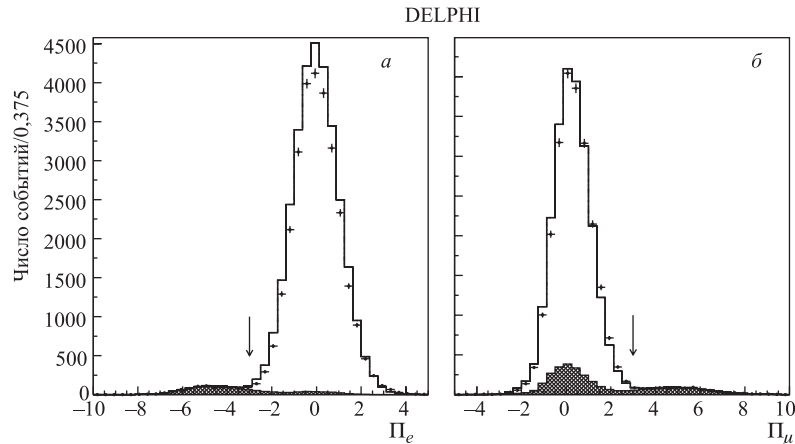


Рис. 3. Распределение по правдоподобию Π электронной гипотезы (а) и мюонной гипотезы (б) для событий, отобранных по всем критериям, кроме критерия по переменной, распределение по которой показано. Точки — данные 1999 г.; незаштрихованная гистограмма — фоновые события; заштрихованная — сигнальные события $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\tau^+\tau^-$

После коррекции измеренного значения dE/dx трек идентифицировался как электрон, если $\Pi_\mu > 3$, и как не электрон, если $\Pi_e < -3$. Рис. 3 иллюстрирует критерии идентификации частиц. Распределения по правдоподобию мюонной и электронной гипотез показаны для моделированных и реальных данных 1999 г.

Существенный вклад в остаточный фон после отбора событий по правдоподобию мюонной и электронной гипотез давал процесс $e^+e^- \rightarrow e^+e^-q\bar{q}$ с каонами и протонами в конечном состоянии. Рис. 4, а показывает ионизационные потери (полученные на реальных данных 1999 г.) для треков, идентифицированных как электрон, в виде функции от импульса частицы. На рисунке отчетливо видны полосы, соответствующие протонам и каонам. Для подавления протонного и каонного фона идентификация электронов была усилена за счет двух дополнительных критериев. Во-первых, значение dE/dx кандидата в электроны не должно превышать 1,9 величины минимальной ионизации (МИП). Во-вторых, правдоподобие протонной и каонной гипотез должно находиться вне интервала $\pm 1,5\sigma$, т. е. $|\Pi_K| > 1,5$ и $|\Pi_p| > 1,5$. На рис. 4, б показано распределение правдоподобия протонной гипотезы после отбора по всем критериям, кроме критерия $|\Pi_p| > 1,5$.

В табл. 2 представлены эффективности для первого и второго этапа отбора событий и полная эффективность. Пониженная эффективность предварительного отбора в 2000 г. обусловлена удалением событий в нестабильном секторе ТРС. Определение погрешности измерения эффективности отбора обсуждается далее в этой статье.

На рис. 5 приведены для сравнения распределения по импульсам частиц для прошедших отбор моделированных и реальных событий. На рис. 6 показано распределение отобранных событий по видимой инвариантной массе. На графиках моделированные события были скорректированы на триггерную эффективность (см. далее).

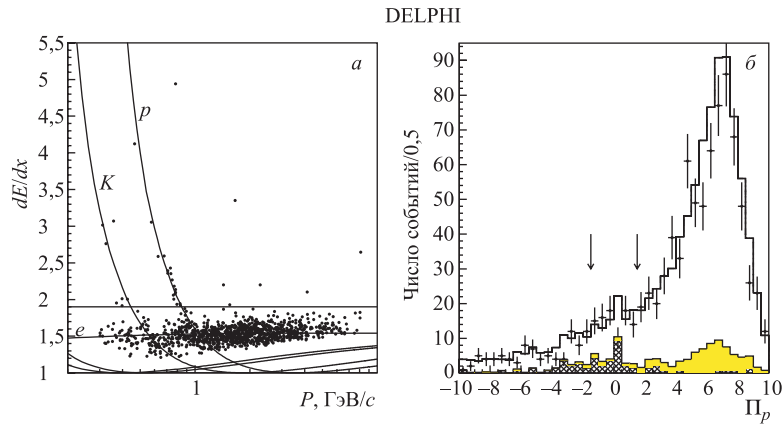


Рис. 4. а) Ионизационные потери как функция импульса для частицы, идентифицированной как электрон после предварительного отбора и идентификации электрона и не электрона. Горизонтальная линия указывает первый критерий для подавления фона от каонов и протонов. б) Распределение по правдоподобию протонной гипотезы для треков, идентифицированных как электрон. Заштрихованная гистограмма — остаточный фон от событий $e^+e^- \rightarrow e^+e^-q\bar{q}$; закрашенная гистограмма — остальной фон. Стрелками указаны границы критерия отбора по этой переменной. Гистограммы составлены из событий, прошедших все остальные критерии отбора

Таблица 2. Эффективности на первом и втором этапах отбора и полная эффективность (%)

| Этап отбора | 1997 г. | 1998 г. | 1999 г. | 2000 г. |
|----------------------|---------|---------|---------|---------|
| Первый | 5,39 | 5,37 | 5,38 | 3,85 |
| Второй | 17,3 | 16,4 | 16,4 | 16,1 |
| Полная эффективность | 0,93 | 0,88 | 0,88 | 0,62 |

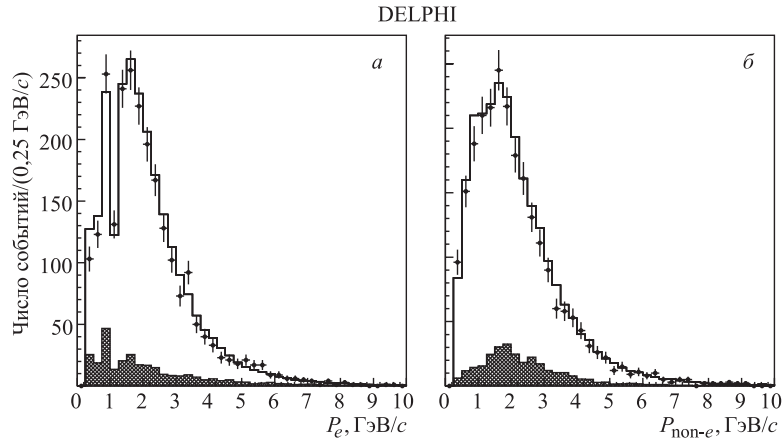


Рис. 5. Распределение по импульсам для частиц, идентифицированных как электрон (а) и как не электрон (б) для событий, прошедших отбор из данных 1997–2000 гг. Распределения моделированных событий учитывают триггерную эффективность. Провал в распределении импульсов электронов возле 1 ГэВ/с вызван критерием для подавления протонов: ионизационные потери электронов и протонов близки в этой области импульсов. Точки — для данных; незаштрихованная гистограмма — для моделирования методом Монте-Карло; заштрихованная — фон

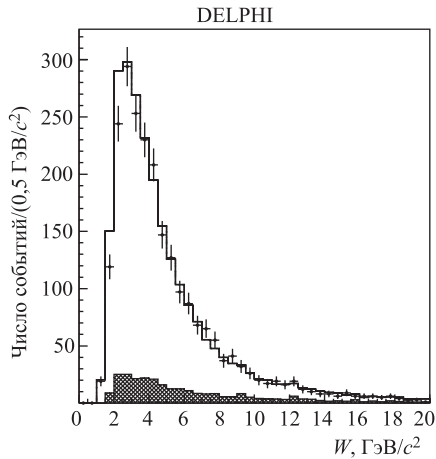


Рис. 6. Распределение по видимой инвариантной массе для событий, отобранных из данных 1997–2000 гг. Распределение моделированных событий учитывает триггерную эффективность. Видимая инвариантная масса вычислялась с использованием всех зарегистрированных заряженных частиц и фотонов. Точки — для данных; незаштрихованная гистограмма — для моделирования методом Монте-Карло; заштрихованная — фон

2.1. Триггерная эффективность. Низкие импульсы продуктов распада τ -лептона в процессе $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\tau^+\tau^-$, а также требование только двух треков в событии может привести к тому, что вероятность срабатывания триггера DELPHI в таком событии будет существенно меньше 100%. Следовательно, в этом анализе необходимо определить эффективность триггера к отобранным событиям.

Триггерная эффективность определялась с помощью событий, выделенных из отобранных. Использовался тот факт, что событие может быть зарегистрировано различными компонентами триггера DELPHI [10]. Для данного анализа трековые компоненты триггерной системы были объединены в центральный и торцевой триггеры. Для событий с одним треком в центральной части детектора, а другим — в торцевой части DELPHI было вычислено количество срабатываний центрального триггера (N_B), торцевого триггера (N_E) и обоих триггеров (N_{BE}). Далее, одотрековые эффективности центрального и торцевого триггеров были вычислены по формулам

$$\varepsilon_{\text{barrel}} = \frac{N_{BE}}{N_E}; \quad \varepsilon_{\text{end-cap}} = \frac{N_{BE}}{N_B} \quad (2)$$

отдельно для треков электронов и не электронов. Затем, используя аналогичный метод, вычислили калориметрическую компоненту триггера для события. Результаты вычисления триггерной эффективности приведены в табл. 3. Эффективность триггера к паре треков вычислялась как объединение одотрековых эффективностей исходя из соотношения треков в центральной и торцевой частях DELPHI, предсказанного моделированием. Эффективность триггера к паре τ -лептонов вычислялась как объединение трековой и калориметрической компонент триггера.

Таблица 3. Результаты измерения триггерной эффективности (%)

| Эффективность триггера | 1997 г. | 1998 г. | 1999 г. | 2000 г. |
|---------------------------|--------------------------------------|------------|------------|-------------|
| Трек в центральной части: | | | | |
| электрон | 71,4 ± 17,1 | 94,4 ± 5,4 | 84,6 ± 7,1 | 92,3 ± 7,4 |
| не электрон | 100 ⁺⁰ _{-17,9} | 85,2 ± 6,8 | 85,0 ± 8,0 | 78,6 ± 11,0 |
| Трек в торцевой части: | | | | |
| электрон | 26,3 ± 10,1 | 36,5 ± 6,1 | 21,5 ± 4,6 | 22,0 ± 6,9 |
| не электрон | 31,3 ± 11,6 | 30,4 ± 6,1 | 25,9 ± 4,8 | 23,1 ± 5,8 |
| Пара треков | 94,5 ^{+5,5} _{-7,1} | 95,5 ± 2,7 | 93,3 ± 3,5 | 93,5 ± 4,1 |
| Калориметрия | 6,7 ± 1,9 | 8,6 ± 1,2 | 7,1 ± 0,9 | 7,7 ± 1,1 |
| τ -пара | 94,9 ^{+5,1} _{-6,6} | 95,9 ± 2,5 | 93,8 ± 3,3 | 94,0 ± 3,8 |

2.2. Эффективность измерения dE/dx . В анализе использовались события, в которых для обоих треков были измерены энергетические потери. Недостатки моделирования детектора могут привести к различию в эффективности измерения dE/dx в реальных и моделированных событиях. Чтобы учесть это возможное расхождение, эффективность измерения dE/dx вычислялась для $e^+e^- \rightarrow e^+e^-e^+e^-$ и $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$ -событий, выделенных из набора событий после предварительного отбора (эффективности измерения dE/dx для пионов и мюонов предполагались равными). Мюонные события были ото-

браны на основе требования идентификации хотя бы одного трека мюонными камерами. Отбор электронных событий был осуществлен с использованием измерений в детекторе черенковского излучения RICH. Для мюонных и электронных событий эффективность иметь трек с измерением dE/dx определялась из отношения

$$\varepsilon_{dE/dx}^2 = \frac{N_{dE/dx}}{N_{\text{tot}}}, \quad (3)$$

где $N_{dE/dx}$ — число событий, в которых оба трека имеют измерение dE/dx ; и N_{tot} — полное число отобранных событий в данном наборе. Эффективность измерения dE/dx τ -пары, вычисленная из событий $e^+e^- \rightarrow e^+e^-e^+e^-$ и $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$ для данных и для моделирования, представлена в табл. 4. Полученные значения использовались для поправки эффективности отбора и для оценки систематической ошибки. Эффективность отбора была скорректирована на фактор $\frac{\varepsilon_{dE/dx}(\text{data})}{\varepsilon_{dE/dx}(\text{MC})}$ (отношение эффективностей в реальных данных и в моделировании) и половина поправки была включена в систематическую погрешность.

Таблица 4. Результаты определения эффективности измерения dE/dx (%)

| Эффективность | 1997 г. | 1998 г. | 1999 г. | 2000 г. |
|-----------------|----------------|----------------|----------------|----------------|
| В данных | $82,9 \pm 1,0$ | $82,6 \pm 0,6$ | $82,4 \pm 0,5$ | $83,5 \pm 0,6$ |
| В моделировании | $82,3 \pm 0,4$ | $82,5 \pm 0,2$ | $82,3 \pm 0,1$ | $84,6 \pm 0,2$ |

2.3. Остаточный фон. Моделированные события от фоновых процессов, прошедшие описанные выше критерии отбора, рассматривались как остаточный фон и вычитались (с соответствующим весом) из полного числа событий, отобранных из реальных данных. Вклад в остаточный фон давали следующие источники.

- Фон от процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-q\bar{q}$, в основном от событий с протонами и каонами в конечном состоянии, прошедших отбор вследствие флуктуаций ионизационных потерь.
- Фон от событий $e^+e^- \rightarrow e^+e^-e^+e^-$ и $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$, также прошедших отбор вследствие флуктуаций ионизационных потерь.
- Фон от других четырехфермионных конечных состояний: немультипериферические процессы (включая конечное состояние $e^+e^-\tau^+\tau^-$) и мультипериферический процесс $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\tau^+\tau^-$, не удовлетворяющий определению сигнала.
- Процесс $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ (фон от других процессов двухфермионного рождения был пренебрежимо мал).

Результаты оценки остаточного фона от перечисленных выше источников показаны в табл. 5. Вклад в остаточный фон от остальных источников был пренебрежимо мал. Теоретическая точность моделирования процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-q\bar{q}$, выполненного с помощью генератора RUTHIA 6.1, недостаточно хорошо известна для интересующей нас области мягких столкновений. Поэтому неопределенность в оценке этого фона была определена из реальных данных с помощью инвертирования требования к dE/dx : $dE/dx > 1,9 \text{ МIP}$ вместо $dE/dx < 1,9 \text{ МIP}$. Неопределенность в 20 % была приписана моделированию процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-q\bar{q}$ в результате сравнения полученных наборов событий в данных и в моделировании.

Таблица 5. Результаты определения остаточного фона

| Канал | 1997 г. | 1998 г. | 1999 г. | 2000 г. |
|-----------------------------|-----------------|-----------------|-----------------|-----------------|
| $ee \rightarrow eeq\bar{q}$ | $4,3 \pm 1,5$ | $3,2 \pm 0,7$ | $3,3 \pm 0,8$ | $3,2 \pm 0,8$ |
| $ee \rightarrow eeee$ | $2,7 \pm 0,2$ | $3,4 \pm 0,1$ | $4,0 \pm 0,1$ | $2,4 \pm 0,1$ |
| $ee \rightarrow ee\mu\mu$ | $2,9 \pm 0,1$ | $5,0 \pm 0,1$ | $2,4 \pm 0,1$ | $3,8 \pm 0,1$ |
| Другие 4-фермионные | $1,5 \pm 0,3$ | $1,5 \pm 0,3$ | $1,2 \pm 0,2$ | $1,2 \pm 0,2$ |
| $ee \rightarrow \tau\tau$ | $0,69 \pm 0,01$ | $0,55 \pm 0,01$ | $0,47 \pm 0,01$ | $0,40 \pm 0,01$ |
| Всего | $12,1 \pm 1,5$ | $13,6 \pm 0,8$ | $11,4 \pm 0,8$ | $11,0 \pm 0,8$ |

Примечание. Числа показывают доли указанного фона в процентах от отобранных событий. Погрешности вычислялись из квадратично складываемых статистических погрешностей наборов моделированных событий и теоретических неопределенностей генераторов Монте-Карло.

3. ОЦЕНКА СИСТЕМАТИЧЕСКИХ ПОГРЕШНОСТЕЙ

Рассматривались следующие источники систематической погрешности: неопределенности эффективности отбора и триггерной эффективности, а также неопределенность уровня остаточного фона. При вычислении неопределенности эффективности отбора учитывались отбор треков, событий и статистические ошибки наборов моделированных событий.

Систематическая погрешность, связанная с отбором треков, вычислялась следующим образом. Каждый критерий отбора треков варьировался в обе стороны около своего номинального значения на величину, равную точности измерения соответствующей переменной. Анализ повторялся с модифицированным критерием и полученное изменение в сечении Δ сравнивалось с величиной ожидаемой статистической флуктуации σ , вызванной различием в наборах событий. Если величина Δ оказывалась меньше чем σ , то этому критерию систематическая погрешность не приписывалась; в противном случае вклад критерия в систематическую погрешность вычислялся как $\sqrt{\Delta^2 - \sigma^2}$. Аналогично вычислялась погрешность, связанная с отбором событий.

Чтобы вычислить вклад, связанный с калибровкой dE/dx , каждый параметр калибровочных поправок изменялся на величину, равную его погрешности, и анализ повторялся. Изменение сечения добавлялось к систематической погрешности. Систематическая погрешность, связанная с увеличением ширины распределения измеренных ионизационных потерь в моделированных событиях, вычислялась аналогичным способом.

Систематические погрешности определения эффективности отбора, связанные с отбором треков, событий и калибровкой dE/dx , представлены в табл. 6. Значения приведены для данных 1999 г. Дополнительные вклады в систематическую погрешность, связанные со статистической ошибкой наборов моделированных событий и с поправками к эффективности отбора, описанными в п. 2.2, также приведены в табл. 6.

Наибольший вклад в систематическую погрешность дала неопределенность в нахождении триггерной эффективности, вызванная статистической погрешностью выборки событий, из которых определялась триггерная эффективность (см. п. 2.1 и табл. 3). Дополнительный вклад в погрешность связан с тем, что триггерная эффективность к событиям остаточного фона могла отличаться от триггерной эффективности к сигнальным событиям. (В анализе эти эффективности считались равными.) Консервативная оценка

Таблица 6. Систематические погрешности определения эффективности отбора событий для данных 1999 г., связанные с отбором треков, отбором событий, калибровкой dE/dx , статистикой моделированных наборов событий и поправками к эффективности измерения dE/dx

| Источник погрешности | Величина, % |
|---------------------------------|-------------|
| Отбор треков: | |
| R_{imp} | 0,7 |
| Z_{imp} | 1,1 |
| $\delta p/p$ | 0,7 |
| Отбор событий: | |
| Π_e | 0,3 |
| Π_μ | 0,3 |
| Акомпланарность | 0,6 |
| Калибровка dE/dx | |
| $\Pi_e \theta$ | 1,0 |
| $\Pi_e \phi$ | 0,9 |
| $\Pi_\mu \theta$ | 1,0 |
| $\Pi_\mu \phi$ | 1,0 |
| Положение пика | 0,7 |
| Ширина пика | 0,6 |
| Статистика Монте-Карло | 0,8 |
| Эффективность измерения dE/dx | 0,6 |
| Полная | 3,0 |

этой неопределенности была получена варьированием триггерной эффективности к событиям остаточного фона вверх до 100 % и вниз на ту же величину.

Систематическая неопределенность уровня остаточного фона включает в себя статистическую ошибку наборов моделированных событий и теоретическую неопределенность генераторов Монте-Карло, в основном для процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-q\bar{q}$ (см. табл. 5).

Источники систематической неопределенности представлены в табл. 7. Полная систематическая погрешность, вычисляемая квадратичным суммированием из всех описанных компонент, также представлена в табл. 7. Следующие неопределенности рассматривались как полностью скоррелированные между различными годами: теоретическая ошибка

Таблица 7. Относительные систематические погрешности сечения (%)

| Источники систематической неопределенности | 1997 г. | 1998 г. | 1999 г. | 2000 г. |
|--|---------|---------|---------|---------|
| Триггерная эффективность | 7,0 | 2,7 | 3,6 | 4,5 |
| Эффективность отбора | 5,1 | 3,2 | 3,0 | 3,0 |
| Остаточный фон | 1,7 | 0,9 | 0,9 | 0,9 |
| Светимость | 0,6 | 0,6 | 0,6 | 0,6 |
| Общая | 8,9 | 4,3 | 4,7 | 5,4 |

генераторов Монте-Карло, погрешность, связанная с триггерной эффективностью к событиям остаточного фона, и неопределенности, связанные с отбором треков и отбором событий. Систематические погрешности от остальных источников рассматривались как нескоррелированные.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЯ СЕЧЕНИЙ

Сечения вычислялись по формуле

$$\sigma = \frac{N_{\text{obs}} - N_{\text{bg}}}{\varepsilon_{\text{sel}}\varepsilon_{\text{trig}}\mathcal{L}}, \quad (4)$$

где N_{obs} — число отобранных событий; N_{bg} — число событий остаточного фона в предположении, что их триггерная эффективность равна триггерной эффективности сигнальных событий; ε_{sel} — эффективность отбора, определяемая из моделирования; \mathcal{L} — интегральная светимость.

В табл. 8 представлено число отобранных и ожидавшихся событий, измеренные сечения и сечения, предсказываемые генератором BDKRC, а также их отношения. Ожидавшееся число событий вычислялось из моделирования сигнальных событий и событий остаточного фона с учетом триггерной эффективности и поправок к эффективности измерения dE/dx . Измеренные сечения согласуются с предсказанными стандартной моделью, вычисляемыми с помощью генератора BDKRC. Отношения измеренных и ожидавшихся сечений были усреднены для всего набора данных LEP2 с учетом корреляций систематических ошибок. Результат усреднения составил $0,96 \pm 0,04$. Среднее значение сечения для LEP2, (429 ± 17) пб, соответствует усредненной по интегральной светимости энергии 197,1 ГэВ. Сечение, предсказываемое генератором BDKRC для этой энергии, составляет $(447,7 \pm 0,3)$ пб.

Таблица 8. Количество отобранных и ожидавшихся событий, измеренные сечения, сечения, предсказываемые КЭД и их отношения. Первая погрешность на измеренное сечение статистическая, вторая — систематическая

| Год | Отобранные события | Ожидавшиеся события | σ_{meas} , пб | σ_{MC} , пб | $\sigma_{\text{meas}}/\sigma_{\text{MC}}$ |
|------|--------------------|---------------------|-----------------------------|---------------------------|---|
| 1997 | 211 | 224 ± 18 | $401 \pm 32 \pm 36$ | $428,2 \pm 0,5$ | $0,94 \pm 0,11$ |
| 1998 | 629 | 652 ± 24 | $419 \pm 19 \pm 18$ | $436,7 \pm 0,5$ | $0,96 \pm 0,06$ |
| 1999 | 909 | 937 ± 39 | $436 \pm 16 \pm 21$ | $448,5 \pm 0,5$ | $0,97 \pm 0,06$ |
| 2000 | 641 | 665 ± 32 | $443 \pm 20 \pm 24$ | $459,4 \pm 0,5$ | $0,97 \pm 0,07$ |

5. ОПРЕДЕЛЕНИЕ АНОМАЛЬНОГО МАГНИТНОГО И ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ДИПОЛЬНОГО МОМЕНТОВ

В стандартной модели лептоны считаются точечными объектами, следовательно, наблюдение отклонения магнитного и электрического дипольного моментов от их значений, предсказываемых стандартной моделью, стало бы проявлением физических эффектов за

ее пределами. Аномальные магнитные моменты электрона [11] и мюона [12] известны с большой точностью, однако короткое время жизни τ -лептона не позволяет измерить его аномальный момент с подобной точностью методом прецессии.

Общая форма вершины $\tau\tau\gamma$ может быть параметризована в следующем виде:

$$-ie\bar{u}(p') \left\{ F_1(q^2)\gamma^\mu + iF_2(q^2)\sigma^{\mu\nu}\frac{q_\nu}{2m_\tau} + F_3(q^2)\gamma^5\sigma^{\mu\nu}\frac{q_\nu}{2m_\tau} \right\} u(p)\epsilon_\mu(q), \quad (5)$$

где $\epsilon_\mu(q)$ — вектор поляризации фотона с импульсом q . Формфактор F_1 описывает распределение электрического заряда, а $e_\tau = eF_1(0)$, тогда как F_2 и F_3 — формфакторы, связанные с аномальным магнитным моментом a_τ и электрическим дипольным моментом d_τ :

$$a_\tau \equiv \frac{g_\tau - 2}{2} = F_2(0) \quad (6)$$

и

$$F_3(0) = -\frac{2m_\tau d_\tau}{e_\tau}. \quad (7)$$

В стандартной модели без учета петлевых диаграмм $a_\tau = 0$ и $d_\tau = 0$. Учет петлевых диаграмм дает ненулевое значение для $a_\tau = 11773(3) \cdot 10^{-7}$ [13], в то время как ненулевое значение d_τ запрещено как T -инвариантностью, так и P -инвариантностью.

Значения a_τ и d_τ были измерены несколькими экспериментами. Эксперименты L3 и OPAL [14, 15] изучали радиационные события $Z \rightarrow \tau\tau\gamma$ и установили следующие пределы на значения аномального магнитного и электрического дипольного моментов:

$$\begin{aligned} -0,052 < a_\tau < 0,058 \quad \text{и} \quad |d_\tau| < 3,1 \cdot 10^{-16} \text{ e} \cdot \text{см} \quad (\text{L3}), \\ -0,068 < a_\tau < 0,065 \quad \text{и} \quad |d_\tau| < 3,6 \cdot 10^{-16} \text{ e} \cdot \text{см} \quad (\text{OPAL}). \end{aligned}$$

Лучший предел на d_τ в настоящее время получен в эксперименте BELLE

$$\begin{aligned} -0,22 < \text{Re } e(d_\tau) < 0,45 \quad (10^{-16} \text{ e} \cdot \text{см}), \\ -0,25 < \text{Im } m(d_\tau) < 0,08 \quad (10^{-16} \text{ e} \cdot \text{см}). \end{aligned}$$

Другие пределы на a_τ и d_τ могут быть найдены в [17–21].

5.1. Пределы, полученные в этом анализе. В этой статье мы представляем определение аномального магнитного и электрического дипольного моментов τ -лептона, основанное на измерении сечения процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\tau^+\tau^-$. Изучение аномальной связи лептона с фотоном на LEP было предложено в [22].

Для моделирования вклада аномального магнитного и электрического дипольного моментов для их значений, отличных от значений, предсказываемых стандартной моделью, мы использовали вычисления, проделанные Cornet и Шана [23]. Эти вычисления основаны на расчете матричного элемента процесса $\gamma\gamma \rightarrow \tau^+\tau^-$ в лидирующем порядке КЭД и его переводе в сечение процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\tau^+\tau^-$ при помощи приближения эквивалентных фотонов [24].

Вычисления [23] показали, что аномальные члены в (5) в основном изменяют количество τ -пар, рожденных в центральной части детектора, где процедура отбора событий имеет наибольшую эффективность. Это приводит к большей эффективности отбора событий, связанных с аномальными членами, в принципе улучшая пределы, полученные на

аномальный магнитный и электрический дипольный моменты. Однако в этой статье мы консервативно предполагаем равную эффективность отбора для событий, соответствующих стандартному и аномальному рождению τ -пар.

На рис. 7 представлены приращения сечения как функция от аномального магнитного и электрического дипольного моментов. Три линии на каждом из рисунков обозначают вычисления с $\sqrt{s} = 182,7, 195,5$ и $205,0$ ГэВ. Увеличение энергии соударений медленно увеличивает вклады обоих электромагнитных моментов. Однако если увеличение абсолютной величины аномального магнитного момента может как увеличивать, так и уменьшать сечение, то вклад электрического дипольного момента может только увеличить сечение.

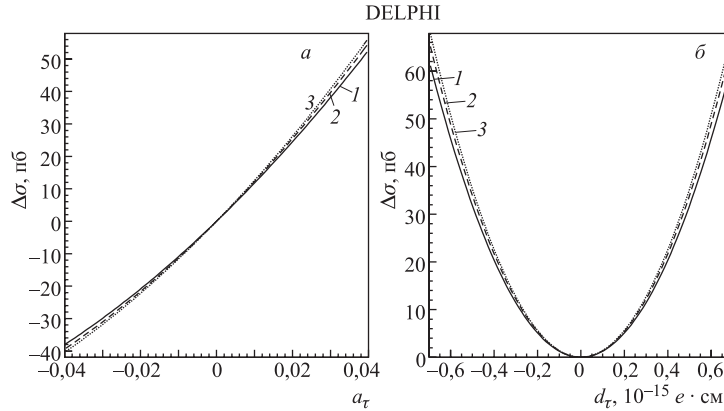


Рис. 7. Приращение полного сечения как функция от аномального магнитного (а) и электрического дипольного (б) моментов. 1 — $\sqrt{s} = 182,7$ ГэВ; 2 — $\sqrt{s} = 195,5$ ГэВ; 3 — $\sqrt{s} = 205,0$ ГэВ

Для сравнения экспериментально измеренных сечений с вычисленными с учетом нестандартных значений электромагнитных моментов измеренные сечения были переведены в полные сечения с учетом различия в 1,44% из-за определения сигнала (см. разд. 1). Возможность использования поправки, вычисляемой из стандартной модели, обоснована тем фактом, что измеренные сечения находятся в хорошем согласии с предсказанием стандартной модели и вклад аномальных членов не может быть большим, а также малостью самой поправки.

Сечения, измеренные для данных 1997, 1998, 1999 и 2000 г., фитировались для определения значений a_τ и d_τ . Процедура выполнялась для нахождения a_τ при d_τ , зафиксированном на его значении, предсказываемом стандартной моделью, и наоборот. Погрешность измеренного сечения для каждого года вычислялась квадратично из систематической и статистической погрешности.

Мы вычисляли пределы, используя следующее соглашение:

$$\int_{-\infty}^L \exp(-\chi^2/2) da_\tau = \int_R^{\infty} \exp(-\chi^2/2) da_\tau = \frac{1 - \text{CL}}{2}, \quad (8)$$

где CL — это уровень достоверности; L и R — верхний и нижний пределы. Аналогичное соглашение использовалось для d_τ . Центральное значение μ и стандартное отклонение

σ для моментов вычислялось следующим образом:

$$\sigma = \frac{R - L}{2}, \quad \mu = \frac{R + L}{2}, \quad (9)$$

где L и R вычислялись с уровнем достоверности 68,3 %.

На рис. 8 показан χ^2 как функция аномального магнитного момента и как функция электрического дипольного момента. Результаты фитирования таковы:

$$\begin{aligned} -0,052 < a_\tau < 0,013, & \quad 95 \% \text{ CL}, \\ |d_\tau| < 3,7 \cdot 10^{-16} \text{ e} \cdot \text{см}, & \quad 95 \% \text{ CL}. \end{aligned}$$

Предел на a_τ улучшает существующий предел PDG [25], основанный на результате L3 [14].

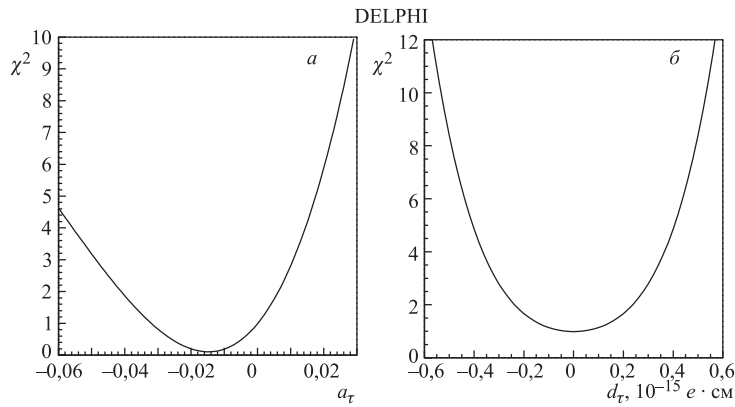


Рис. 8. χ^2 как функция аномального магнитного момента (а) и как функция электрического дипольного момента (б)

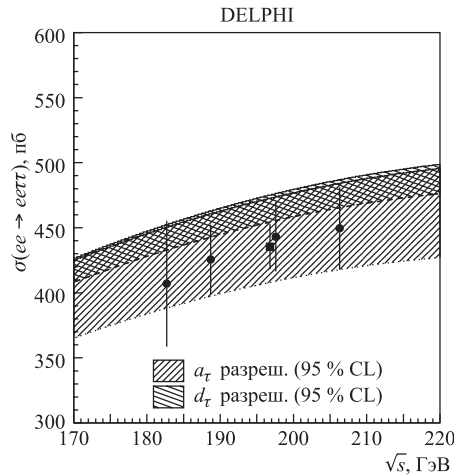


Рис. 9. Измеренные сечения (кружки), сечение, усредненное для LEP2 (квадраты), и сечение, предсказываемое стандартной моделью как функция от \sqrt{s} (штриховая линия). Две полосы обозначают изменение сечения, вызванное аномальным магнитным и электрическим дипольными моментами

На рис.9 показаны измеренные сечения, сечение, усредненное для LEP2, и сечение, предсказываемое стандартной моделью, как функция от энергии. Две полосы на рисунке представляют разрешенные области для изменения сечений, вызванного аномальным магнитным и электрическим дипольным моментами. Результат, выраженный в форме среднего значения и стандартного отклонения, приведен ниже:

$$a_\tau = -0,018 \pm 0,017,$$

$$d_\tau = (0,0 \pm 2,0) \cdot 10^{-16} e \cdot \text{см.}$$

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Нами изучен процесс $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\tau^+\tau^-$, с использованием данных, собранных с помощью установки DELPHI на ускорителе LEP в период с 1997 по 2000 г. Усредненное для LEP2 сечение было найдено равным (429 ± 17) пб при предсказании стандартной модели $447,7$ пб. Отношение измеренного и предсказываемого сечений $\sigma_{\text{meas}}/\sigma_{\text{th}} = 0,96 \pm 0,04$ согласуется с предсказанием КЭД на уровне одного стандартного отклонения. Измеренные сечения использовались для нахождения пределов на аномальный магнитный и электрический дипольный моменты τ -лептона. Получены следующие пределы с уровнем достоверности 95 %:

$$-0,052 < a_\tau < 0,013,$$

$$|d_\tau| < 3,7 \cdot 10^{-16} e \cdot \text{см.}$$

Благодарности. Мы признательны F. Cornet за предоставленные вычисления сечений для аномального рождения τ -пар в двухфотонных столкновениях.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Akers R. et al. (OPAL Collab.) // Z. Phys. C. 1993. V. 60. P. 593.
2. Acciarri M. et al. (L3 Collab.) // Phys. Lett. B. 1997. V. 407. P. 341.
3. Berends F. A., Daverveldt P. H., Kleiss R. // Comp. Phys. Commun. 1986. V. 40. P. 271.
4. Jadach S., Kühn J., Was Z. // Comp. Phys. Commun. 1991. V. 64. P. 275.
5. Berends F. A., Daverveldt P. H., Kleiss R. // Comp. Phys. Commun. 1986. V. 40. P. 285.
6. Sjöstrand T., Lönnblad L., Mrenna S. PYTHIA 6.2: Physics and Manual. hep-ph/0108264.
7. Accomando E., Ballestrero A. // Comp. Phys. Commun. 1997. V. 99. P. 270;
Accomando E., Ballestrero A. // Comp. Phys. Commun. 2003. V. 150. P. 166.
8. Abreu P. et al. (DELPHI Collab.) // Nucl. Instr. Meth. A. 1996. V. 378. P. 57.
9. Aarnio P. et al. (DELPHI Collab.) // Nucl. Instr. Meth. A. 1991. V. 303. P. 233.
10. Augustinus A. et al. The DELPHI Trigger System at LEP2 Energies. CERN-EP/2002-086; Nucl. Instr. Meth. A (in press).

40 Бойко И. П., Журавлев В. В.

11. *Mohr P. J., Taylor B. N.* // J. Phys. Chem. Ref. Data. 1999. V. 28. P. 1713;
Mohr P. J., Taylor B. N. // Rev. Mod. Phys. 2000. V. 72. P. 351.
12. *Bennett G. W. et al. (Muon (g-2) Collab.)* // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 89. P. 101804.
13. *Samuel M. A., Li G., Mendel R.* // Phys. Rev. Lett. 1991. V. 67. P. 668; Erratum // Ibid. 1992. V. 69. P. 995.
14. *Acciarri M. et al. (L3 Collab.)* // Phys. Lett. B. 1998. V. 434. P. 169.
15. *Ackerstaff K. et al. (OPAL Collab.)* // Ibid. V. 431. P. 188.
16. *Inami K. et al. (BELLE Collab.)* // Phys. Lett. B. 2003. V. 551. P. 16.
17. *Gonzalez-Sprinberg G. A., Santamaria A., Vidal J.* // Nucl. Phys. B. 2000. V. 582. P. 3.
18. *Escribano R., Massó E.* // Phys. Lett. B. 1997. V. 395. P. 369.
19. *Silverman D. J., Shaw G. L.* // Phys. Rev. D. 1983. V. 27. P. 1196.
20. *del Aguila F., Sher M.* // Phys. Lett. B. 1990. V. 252. P. 116.
21. *Albrecht H. et al. (ARGUS Collab.)* // Phys. Lett. B. 2000. V. 485. P. 37.
22. *Cornet F., Illana J.* // Phys. Rev. D. 1996. V. 53. P. 1181.
23. *Cornet F.* Private communication;
Illana J. Estudio de las propiedades electromagnéticas del boson W y del lepton tau en procesos de dos fotones. Doctoral thesis (in Spanish). University of Granada, 1995.
24. *Budnev V. M. et al.* // Phys. Rep. C. 1974. V. 15. P. 181.
25. *Hagiwara K. et al.* // Phys. Rev. D. 2002. V. 66. P. 010001.

Получено 19 апреля 2004 г.