

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

1-2002-234

На правах рукописи
УДК 539.12

НИКОЛЕНКО
Михаил Юрьевич

**ИЗМЕРЕНИЕ ИНКЛЮЗИВНЫХ СЕЧЕНИЙ
РОЖДЕНИЯ КВАРК-АНТИКВАРКОВЫХ ПАР
В e^+e^- -СТОЛКНОВЕНИЯХ
В ЭКСПЕРИМЕНТЕ ДЕЛФИ НА УСКОРИТЕЛЕ ЛЭП**

Специальность: 01.04.16 — физика атомного ядра
и элементарных частиц

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Дубна 2002

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем им. В.П.Джелепова
Объединенного института ядерных исследований.

Научные руководители:

кандидат физико-математических наук А.Г.Ольшевский
профессор университета им. Луи Пастера в Страсбурге М.Винтер

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук, профессор В.Б.Флягин
кандидат физико-математических наук В.В.Язьков
(ЛЯП ОИЯИ)
(НИИЯФ МГУ)

Ведущая организация:

Институт физики высоких энергий, Протвино

Защита диссертации состоится “ _____ ” _____ 2002 г.
в “ _____ ” часов на заседании диссертационного совета Д 720.001.03 в
Объединенном институте ядерных исследований, г. Дубна, Московской
области.

Автореферат разослан “ _____ ” _____ 2002 г.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Объединенного
института ядерных исследований.

Ученый секретарь диссертационного совета
доктор физико-математических наук



Ю.А.Батусов

Общая характеристика работы

Целью диссертационной работы являлось определение инклюзивного сечения реакции рождения кварк-антикварковой пары в результате e^+e^- аннигиляции при энергиях столкновения от 89 до 207 ГэВ. Работа была выполнена на основе данных, набранных экспериментом ДЕЛФИ на ускорителе ЛЭП в период с 1995 по 2000 год.

Научная новизна исследования. Измерена величина сечения реакции $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$ в широком диапазоне энергий — как вблизи Z-резонанса, так и при более высоких энергиях, которые для электрон-позитронных столкновений были достигнуты впервые в мире.

Практическая ценность. Полученные автором результаты использовались объединенной группой по электрослабой физике в ЦЕРН вместе с другими данными ЛЭП для проверки Стандартной Модели и определения ее параметров. Выполненная проверка подтвердила правильность предсказаний этой теории, а полученные значения ее параметров вошли в таблицы *Particle Data Group*.

В ходе анализа создан пакет программ для отбора адронных событий и определения сечения, контроля качества данных, расчета и приложения необходимых поправок к моделированию. Он может использоваться при дальнейшем анализе данных на ДЕЛФИ.

Результаты, выносимые на защиту:

– Измерение сечения реакции $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$ в районе Z-резонанса в четырех точках на шкале энергии столкновения.

– Метод контроля качества данных с использованием, в том числе, сравнения частот рождения адронных и Баба-событий.

– Измерение сечения реакции $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$ для десяти значений энергии столкновения, начиная от 161 и до 207 ГэВ. При этом, в каждом случае сечение было измерено для двух различных диапазонов эффективной энергии столкновения.

– Метод подавления фона от процесса рождения WW пар при отборе адронных событий.

– Проверка предсказаний Стандартной Модели для сечения $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$. Интерпретация полученных результатов в рамках подхода S-матрицы. Проверка нескольких теоретических моделей, описывающих

существование дополнительного тяжелого промежуточного бозона Z' .

Апробация работы. Результаты работы были опубликованы в отечественных и зарубежных научных журналах, а также неоднократно докладывались на международных научных конференциях, в том числе самим автором.

Структура и объём диссертации. Диссертация состоит из 10-ти глав, включая Введение и Заключение.

Содержание работы

Во Введении сформулирована цель работы, перечислены основные результаты, а также подчеркнуты их новизна и практическая ценность.

В второй главе кратко обсуждается Стандартная Модель.

Стандартная Модель – это теория, описывающая взаимодействие элементарных частиц на основе математического аппарата квантовой теории поля. За последние десятилетия она успешно прошла многочисленные экспериментальные проверки.

Фундаментальными частицами в Стандартной Модели являются лептоны и кварки, а также бозоны – переносчики взаимодействия трех типов – электромагнитного, слабого и сильного. Ими являются фотон, Z и W^\pm -бозоны, и глюоны, соответственно.

После успешного эксперимента в 1983 г. по наблюдению рождения W^\pm и Z -бозонов, явившегося подтверждением одного из основных предсказаний новой теории, следующей важной задачей стало изучение свойств вновь открытых частиц, более точная проверка предсказаний Стандартной Модели и измерение ее параметров. В частности, высокоточное измерение такого фундаментального параметра, как масса Z -бозона – M_Z . Это работа была проведена в ЦЕРНе на электронно-позитронном ускорителе ЛЭП, который был запущен в работу в конце 80-х годов. Там же сформировались четыре международных коллаборации, которые установили на ЛЭП свои детекторы.

Третья глава содержит описание экспериментальной установки – ускорителя ЛЭП и детектора ДЕЛФИ.

ЛЭП – это ускоритель синхротронного типа, построенный в международном научном центре ЦЕРН в 80-е годы и предназначенный для

разгона и столкновения электронного и позитронного пучков. Как и было заложено при его планировании, работу ускорителя с 1989 по 2000 гг. составили два основных этапа, соответствующие его двум различным режимам. Их принято называть “ЛЭП-1” и “ЛЭП-2”. Во время первого этапа с 1989 по 1995 гг. ЛЭП работал при энергиях столкновения в окрестности Z-резонанса – 91 ГэВ. Это позволило набрать большую статистику и точно измерить параметры Z-резонанса.

С началом второго этапа, ускоритель перешел в режим работы на более высоких энергиях, начиная со 130 ГэВ. Благодаря постепенной модернизации в 1999 году был достигнут рубеж по энергии в 200 ГэВ. Основными физическими задачами на ЛЭП-2 были изучение W^\pm бозонов, поиск Хиггс-бозона, а также проверка Стандартной Модели и поиск новых явлений в этом диапазоне энергий.

Одной из успешно решенных задач на ЛЭП являлось высокоточное измерение энергии пучков [1]. Точность измерения энергии в данном случае напрямую влияет на ошибку определения таких параметров Z-резонанса, как M_Z и Γ_Z . Достигнутая точность определения энергии столкновения составила на ЛЭП-1 2-5 МэВ, а на ЛЭП-2 – 15-20 МэВ.

Одним из четырех детекторов, установленных на ЛЭП, был детектор ДЕЛФИ [2]. Он предназначался для изучения физики e^+e^- столкновений и позволял не только измерять энергию и координаты треков в геометрии близкой к 4π , но также идентифицировать частицы в широком диапазоне энергий.

Детектор представлял собой цилиндр, состоящий из центральной и двух торцевых частей. Его длина и диаметр были примерно равны 10 м, а общий вес составлял 3500 т.

Он имел следующие основные составляющие: соленоид, трековая система, электромагнитные калориметры, адронный калориметр, мюонная система и детекторы черенковского излучения.

Измерение светимости на ДЕЛФИ производилось с помощью калориметра STIC [3]. Оно было основано на подсчете числа событий Бабарассеяния на малые углы сталкивающихся электронов и позитронов $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$. Точность определения аксептанса STIC являлась доминирующим вкладом в систематическую экспериментальную ошибку измерения светимости. На ЛЭП-1 эта ошибка составила 0.09%, а на ЛЭП-2 – 0.5%, поскольку там в STIC были внесены изменения для более эффективной регистрации событий с возможным рождением Хиггс-бозона.

Теоретическая ошибка при измерении светимости связана с точностью

расчетов видимого сечения Баба-процесса. В ДЕЛФИ для расчета видимого Баба-сечения использовался генератор VHLUMI 4.04 [5]. Теоретическая неопределенность вычисления сечения на ЛЭП-1 с помощью данного генератора была оценена в 0.061%. На ЛЭП-2 эта величина составила 0.25%.

В четвертой главе перечисляются основные типы физических событий на ЛЭП и обсуждается вычисление сечения процесса $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$ в рамках Стандартной Модели.

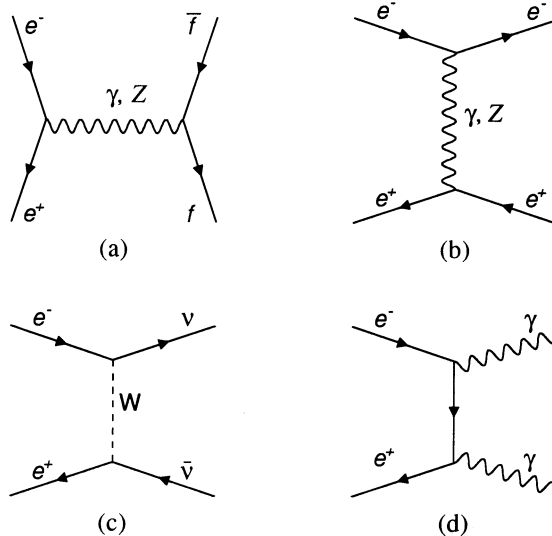


Рис. 1: Диаграммы основных процессов в области энергий ЛЭП-1

Основные процессы, происходящие в e^+e^- столкновениях при энергиях ЛЭП-1, можно представить следующими диаграммами (рис. 1):

- а) Рождение фотона или Z-бозона с последующим распадом на фермион-антифермионную пару — s-канал,
- б) Обмен фотоном или Z-бозоном между электроном и позитроном,
- в) Обмен W-бозоном и рождение нейтринной пары,
- г) Аннигиляция e^+e^- с рождением двух фотонов.

С точки зрения числа событий, регистрируемых в детекторе, наибольший вес имеют первые два типа процессов. Еще один процесс, который необходимо учитывать при отборе и анализе событий на ЛЭП-1 — это

т.н. “двухфотонные столкновения” (столкновения двух виртуальных фотонов, испущенных электроном и позитроном).

В теоретических расчетах процессов на ЛЭП необходимо учитывать радиационные поправки. При этом некоторые диаграммы, входящие в поправки, содержат обмен виртуальным топ-кварком или Хиггс-бозоном. Благодаря этому, измеряемые на ЛЭП параметры чувствительны к массам этих частиц и делают возможным их определение из фитирования данных.

Для расчета величины сечений и асимметрий в рамках Стандартной Модели использовалась программа ZFITTER [11]. В ней учитываются все $\mathcal{O}(\alpha)$ КЭД поправки, все $\mathcal{O}(\alpha)$ слабые петлевые поправки, а также основные поправки более высоких порядков. Точность расчетов ZFITTER при энергиях ЛЭП-1 составляет порядка 10^{-4} [12].

Моделирование физических процессов делалось с использованием следующих генераторов:

- $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ – Pythia 5.7 [6],
- $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ – KORALZ [7],
- $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ – BABAMC [8],
- $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ – KORALZ,
- двухфотонные столкновения – TWOGAM [9].

Для моделирования прохождения частиц через детектор использовалась специально разработанная программа DELSIM [10].

В пятой главе подробно обсуждается методика измерения сечения $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$ на ЛЭП-1.

С точки зрения набора статистики наиболее выгодной энергией на ЛЭП-1 является пик Z-резонанса – $\sqrt{s} \approx 91.3$ ГэВ, т.к. в ней сечение процесса с рождением Z-бозона максимально. Однако измерения в других точках на шкале энергий тоже необходимы для точного определения основных параметров Z-резонанса, в частности, его ширины – Γ_Z , и положения – M_Z .

В данной диссертационной работе использовались данные, набранные на ДЕЛФИ в течение 1995 года. В таблице 1 для них приводятся средние значения энергии столкновения, а также соответствующая статистика. Данные, снятые в пике Z-резонанса, распадаются на две группы, которые слегка отстоят друг от друга по средней энергии.

Для измерения сечения процесса $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$ производился отбор адронных событий с помощью критериев, описываемых ниже. Эффек-

Средняя энергия столкновения	Число событий $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$
91.29 ГэВ	260 000
91.28 ГэВ	130 000
89.44 ГэВ	80 000
92.97 ГэВ	130 000

Таблица 1: Средняя энергия столкновений и набранная статистика в 1995 году.

тивность отбора, а также вклад от фоновых процессов, определялись из моделирования. Само сечение вычислялось как

$$\sigma = \frac{N_{sel} - N_{bkg}}{\epsilon_{qq} \times L}, \quad (1)$$

где N_{sel} – общее число отобранных событий, N_{bkg} – число ожидаемых фоновых событий, ϵ_{qq} – эффективность отбора адронных событий, L – светимость.

Отбор адронных событий в ДЕЛФИ был основан на треках заряженных частиц. На первом этапе производился отбор самих треков, чтобы отделить большинство “первичных” частиц, т.е. рожденных непосредственно в событии e^+e^- столкновения, от “вторичных”, т.е. рожденных при взаимодействии “первичных” частиц с материалом детектора.

Для отбора событий использовались три основных критерия:

- 1) число заряженных частиц в событии: $N_{ch} > 4$,
 - 2) суммарная энергия заряженных частиц: $E_{ch} > 0.12 \cdot \sqrt{s}$,
 - 3) энергия в переднем калориметре: $E_{rad} = \sqrt{E_1^2 + E_2^2} < 0.45 \cdot \sqrt{s}$,
- где \sqrt{s} – энергия столкновения пучков, а E_1 и E_2 – суммарная энергия кластеров в двух половинах переднего электромагнитного калориметра.

Данные критерии обеспечивали высокую эффективность отбора для адронных конечных состояний – около 95%, и делали незначительным вклад от фоновых процессов. Суммарный фоновый вклад не превышал 0.4%. Основными фоновыми процессами были рождения пар заряженных лептонов $e^+e^- \rightarrow l^+l^-$, которые отсекались критерием на множественность N_{ch} , и двухфотонные столкновения с рождением адронов. Они отсекались вторым критерием – на E_{ch} . Последний из критериев (на E_{rad}) был введен для более эффективного подавления вклада от Баба-рассеяния.

Более подробное представление о фоновом вкладе дает таблица 2. Следует заметить, что фон от $\mu^+\mu^-$ -пар пренебрежимо мал и не учитывался в вычислении сечения.

Процесс	Сечение процесса	Эффективность отбора
$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$	30.5 нб	95.3 %
$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$	1.5 нб	6.95 %
$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$	1.5 нб	0.03 %
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-$	6.9 нб	0.04 %
$\gamma\gamma$ столк.	3.9 нб	0.47 %

Таблица 2: Сечение и эффективность отбора для основных процессов при энергии столкновения 91.25 ГэВ. Эффективность определялась из моделирования. Для Баба-рассеяния и двухфотонных столкновений указаны видимые сечения, соответствующие моделированию.

Для достижения требуемой точности определения эффективности отбора необходимо было обеспечить хорошее согласие между данными и моделированием. В частности, для этого потребовалось произвести поправку эффективности восстановления смоделированных треков в передней (т.е. торцевой) области детектора, которая недостаточно хорошо воспроизводилась моделированием. Изменение эффективности отбора в результате введения этой поправки составило -0.10% .

Другая поправка на расхождение между данными и моделированием была связана с фоновым вкладом. Фон от тау-пар и Баба-событий может быть определен не точно, если моделирование не очень хорошо воспроизводит взаимодействие частиц с материалом детектора и рождение вторичных частиц. Оценка фонового вклада была скорректирована с использованием распределений, где Баба- и $\tau^+\tau^-$ -события отделены от большинства адронных событий, например таких как траст, апланарность, масса легкой струи, масса тяжелой струи, величина минор, величина мажор (их описание см. в [6]). С помощью программы MINUIT [13] была выполнена минимизация разницы между реальными и смоделированными распределениями. В качестве параметров минимизации выступали коэффициенты поправки фонового вклада. Она дала следующие результаты:

поправочный коэффициент для $\tau^+\tau^-$ фона – 1.07 ± 0.03 ,
поправочный коэффициент для Баба фона – 2.20 ± 0.43 ,
 $\chi^2 = 135.2/136$.

Помимо коррекции моделирования была проделана значительная работа по изучению качества набранных данных и отсеву тех периодов, где на прием или реконструкцию событий повлияла та или иная проблема в работе детектора. Для этого использовалась информация о состоянии различных частей детектора, которая регистрировалась во время приема данных и заносилась в специальный файл.

Для поиска периодов с неучтенными проблемами в приеме данных использовалось соотношение между скоростью счета адронных событий и скоростью счета Баба-событий в калориметре STIC. Данный параметр чувствителен к перебоям в регистрации адронных событий.

Были сделаны и другие проверки стабильности и качества функционирования детектора. Их описание занимает довольно большой объем и полностью приводится в [14].

Еще одним значительным эффектом, на который необходимо вводить поправку при вычислении сечения, является разброс энергии частиц в пучке. Его величина составляет порядка 50 МэВ [1]. Поскольку зависимость сечения от энергии нелинейная, то этот разброс смещает измеряемое сечение. Поправку на него можно подсчитать с помощью программы ZFITTER в предположении, что разброс имеет гауссовское распределение. Величина поправки, вычисленная таким образом, составила от 0.07% до 0.17%, в зависимости от энергии.

Была проведена оценка систематической ошибки измерения. В вычислении сечения использовались несколько параметров: светимость, эффективность отбора адронных событий, фоновый вклад, поправка на разброс энергии столкновения. Все эти параметры дают вклад в общую систематическую ошибку.

Систематическая ошибка в определении светимости имеет две составляющие: 1) экспериментальная ошибка 0.09%, связанная с отбором Баба-событий и точностью определения акцептанса калориметра STIC [4], 2) ошибка, связанная с теоретическими расчетами Баба-сечения в STIC, которая составляет 0.061% [5].

Поправки на разброс энергии столкновения имеют довольно значительную величину – порядка одного пермилля. Размер разброса энергии известен с хорошей точностью [1], однако для вычисления поправок было предположено, что разброс имеет гауссовское распределение. Неопреде-

ленность, связанная с этим допущением, была оценена в 20% от самой величины поправки.

Ошибку, связанную с определением фонового вклада, можно оценить, исходя из величины поправок, которые были к нему приложены. Фон от $\tau^+\tau^-$ событий был скорректирован на 7%, поэтому можно считать, что ошибка на его величину не превышает 10%. Фон от Баба-событий был увеличен в 2.2 раза, поэтому к нему была приписана ошибка в 50%. Ошибка на вклад от двухфотонных столкновений оценивается в 20%, что соответствует 3 пб.

Ошибка на эффективность отбора событий имеет две составляющие: статистическая точность определения эффективности, которая при объеме смоделированных данных в 800000 $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$ событий составила $\pm 0.02\%$, и погрешность, связанная с расхождением между данными и моделированием. Ее можно оценить по величине изменения сечения, при изменении пороговых значений критериев отбора. Из такого исследования эта составляющая систематической погрешности была оценена в 0.08%

Также вклад в систематическую погрешность, равный 0.04%, дает поправка эффективности восстановления моделированных треков в передней области детектора.

Общая систематическая ошибка измерения составила 0.15%. Статистическая точность измерения сечений в 1995 году составила порядка 0.3%.

В шестой главе приводятся полученные на ЛЭП-1 результаты и рассказывается об их использовании для определения параметров Стандартной Модели.

Сводная информация по результатам измерения сечений на ЛЭП-1 представлена в таблице 3. На рис. 2 показано сравнение измеренного сечения с предсказанием Стандартной Модели как отношение этих двух величин. С учетом погрешности все измеренные значения согласуются с предсказанием теории. На рис. 3 показано сравнение результатов по измерению сечения четырех экспериментов ЛЭП. Значения, полученные экспериментами, тоже хорошо согласуются друг с другом.

Результаты измерения адронных и лептонных сечений $\sigma(e^+e^- \rightarrow f\bar{f})$, а также асимметрии в лептонных каналах распада Z-бозона использовались для определения параметров Z-резонанса. Это делалось с помощью фитирования, в котором свободными параметрами являлись M_Z , Γ_Z , σ_0 ,

Средняя энергия, ГэВ	91.292	91.278	89.438	92.965
Сечение, нб	30.650	30.631	9.930	14.347
Статистическая ошибка, нб	0.075	0.105	0.038	0.045
Систематическая ошибка, нб	0.046	0.046	0.016	0.022
Светимость, нб ⁻¹	8816	4450	8416	9413
Эффективность отбора, %	95.335	95.336	95.293	95.310
Фон от тау-пар, %	0.376	0.376	0.376	0.376
Фон от Баба-событий, %	0.022	0.022	0.058	0.020
Фон от двухфотонных столк., пб	19.2	19.2	19.2	19.2

Таблица 3: Суммарная информация по измерению сечения.

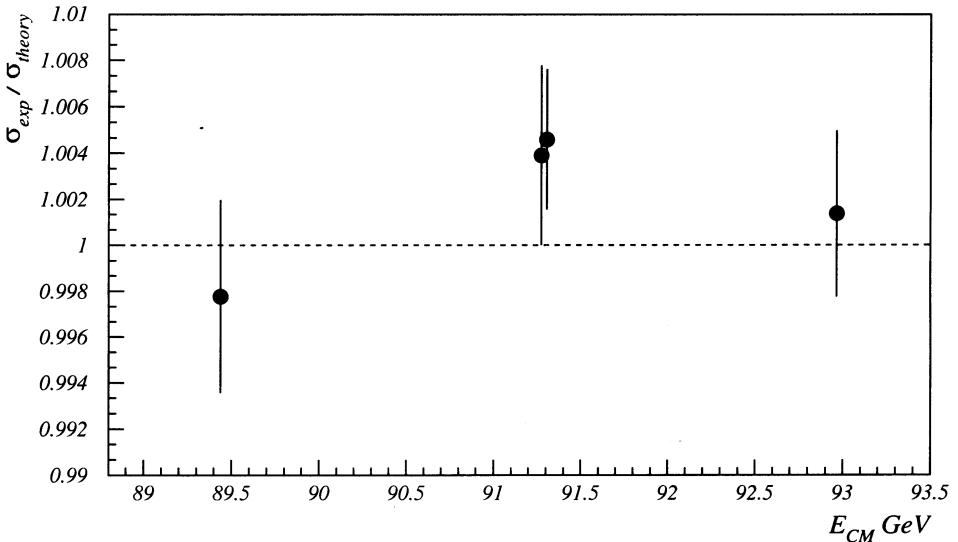


Рис. 2: Отношение между измеренным сечением и предсказанием Стандартной Модели.

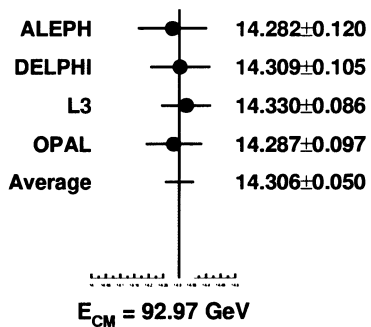
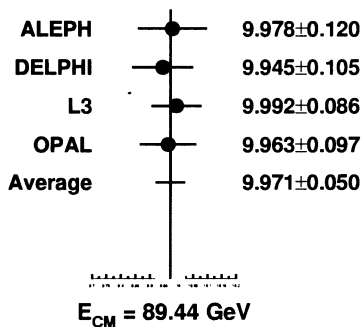
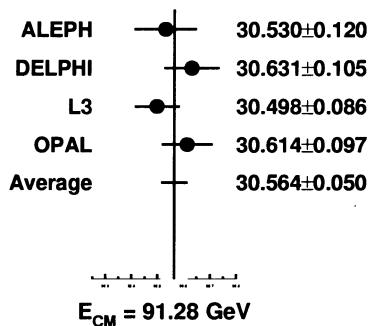
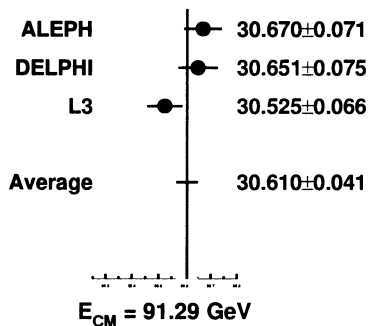


Рис. 3: Сравнение результатов 4-х ЛЭП экспериментов по измерению адронного сечения на основе данных, набранных в 1995 году. Показаны статистические ошибки. Значения приведены в нанобарнах.

R_l, A_{FB}^{0l} . Здесь

$$\sigma_0 = \frac{12\pi\Gamma_e\Gamma_{had}}{M_Z\Gamma_Z}$$

$$R_l = \frac{\Gamma_{had}}{\Gamma_l}$$

$$A_{FB}^{0l} = 3 \frac{g_{V_e}g_{A_e}}{(g_{V_e}^2 + g_{A_e}^2)} \frac{g_{V_l}g_{A_l}}{(g_{V_l}^2 + g_{A_l}^2)}$$

В результате фитирования данных 1990-1995 гг. были получены следующие значения:

$$M_Z = 91.1863 \pm 0.0028 \text{ ГэВ}/c^2$$

$$\Gamma_Z = 2.4876 \pm 0.0041 \text{ ГэВ}$$

$$\sigma_0 = 41.578 \pm 0.069 \text{ нб}$$

$$R_l = 20.730 \pm 0.060$$

$$A_{FB}^{0l} = 0.0187 \pm 0.0019$$

Величина хи-квадрата фитирования – $\chi^2/n.d.f. = 183/172$.

Еще одним интересным результатом является определение массы топ-кварка. Хотя на ЛЭП невозможно наблюдать прямое рождение топ-кварка, тем не менее, измеряемые на ЛЭП параметры чувствительны к массе топ-кварка m_t , т.к. она входит в радиационные поправки. Это делает возможным определение m_t из фитирования измеренных сечений и асимметрий, где m_t фигурирует как свободный параметр. Таким же образом можно определить константу сильного взаимодействия α_s , которая входит в КХД поправки.

Фитирование данных ДЕЛФИ с m_t и α_s в качестве свободных параметров дало следующие результаты:

$$m_t = 178 \pm 17 \text{ ГэВ}/c^2$$

$$\alpha_s(M_Z^2) = 0.109 \pm 0.006$$

Значение массы топ-кварка получилось довольно близким к величине, найденной в результате прямого измерения на Тэватроне – $174.3 \pm 5.1 \text{ ГэВ}$ [15].

В седьмой главе говорится о втором этапе работы ускорителя и об особенностях анализа на ЛЭП-2.

В конце 1995 году ЛЭП перешел в новый режим работы, называемый “ЛЭП-2”, в котором энергия столкновения пучков от года к году наращивалась за счет постепенно проводимой модернизации системы ускорителя. Начав работу при 130 ГэВ в 1995 году, ускоритель за 5 лет “прошел” более 10 точек по энергии, достигнув в 1999-2000 гг. энергий более 200 ГэВ.

Автором данной диссертации были обработаны данные 1996-2000 гг. и определено адронное сечение для всех измеренных точек на шкале энергии столкновения в диапазоне 161-207 ГэВ.

С переходом к набору данных в новой области энергий – значительно выше энергии Z-резонанса – существенным образом меняется вклад в набираемую статистику от процессов различных типов. Наиболее важными здесь являются следующие моменты:

1) Сечения двухфермионных процессов $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ падают на несколько порядков в сравнении с ЛЭП-1.

2) С ростом энергии столкновения становится все более существенным вклад от процессов с 4-мя фермионами в конечном состоянии.

3) В двухфермионных процессах преобладают события с т.н. “радиационным возвратом”, т.е. с излучением энергетичного фотона в начальном состоянии, за счет чего эффективная энергия столкновения уменьшается до энергии Z-резонанса. В результате двухфермионные события на ЛЭП-2 распадаются на два класса: а) т.н. “нерадиационные” события, где не было испущено высокоэнергетичных фотонов и эффективная энергия столкновения близка к изначальной энергии столкновения, и б) события с “радиационным возвратом”, где эффективная энергия столкновения оказалась близкой к энергии Z-резонанса за счет излучения энергетичного фотона (фотонов). При этом события с “радиационным возвратом” составляют бóльшую долю, чем “нерадиационные” – порядка 70-80%.

Доминирующим фоном на ЛЭП-2 являются четырехфермионные события. Наибольший фоновый вклад (при энергиях выше 165 ГэВ) дает процесс рождения WW пар. В районе 180-200 ГэВ его сечение насчитывает порядка 15-17 пб, что составляет примерно 15-20% от величины полного адронного сечения. При распаде W-бозон с вероятностью 70% дает кварковую пару и с вероятностью 30% – заряженный лептон и нейтрино.

Для моделирования двухфермионных процессов на ЛЭП-2 использовались те же генераторы, что и на ЛЭП-1. Для моделирования

четырёхфермионных процессов использовались генераторы RUTHIA, TWOGAM, EXCALIBUR [16], GRC4F [17].

В восьмой главе рассказывается об измерении адронного сечения на ЛЭП-2.

Как объяснялось выше, среди двухфермионных событий на ЛЭП-2 преобладают события с эффективной энергией столкновения, лежащей в районе Z-резонанса. Однако этот кинематический диапазон был хорошо изучен на ЛЭП-1 и не представляет большого интереса с точки зрения поиска новых явлений. Для проверки Стандартной Модели и поиска возможных отклонений от ее предсказаний в области энергий, достигаемых на ЛЭП-2, необходимо вычислять сечение, соответствующее той части фазового пространства, где эффективная энергия e^+e^- столкновения еще достаточно высока.

Поэтому при анализе ЛЭП-2 данных вычислялись два типа сечения:

а) “нерадиационное” сечение, соответствующее событиям, в которых эффективная энергия столкновения $\sqrt{s'}$ больше 85% от начальной энергии столкновения $\sqrt{s'} > 0.85 \cdot \sqrt{s}$,

б) “полное” сечение, вычисляемое для $\sqrt{s'} > 0.1 \cdot \sqrt{s}$. “Полное” сечение включает в себя как “нерадиационную” часть фазового пространства, так и “радиационный возврат”.

Для измерения “нерадиационного” сечения необходимо отбирать события в зависимости от их эффективной энергии столкновения, что требует восстановления этой энергии в событии.

Эффективная энергия столкновения $\sqrt{s'}$ может быть непосредственно вычислена из импульса фотонов, испущенных в начальном состоянии (т.н. “ISR-фотонов”). Однако, в большинстве случаев ISR-фотон пролетает в трубе ускорителя и не регистрируется в детекторе. Но, поскольку его импульс уравнивается импульсом рожденной кварковой пары, то он может быть приблизительно восстановлен из направления адронных струй в событии. На этом и был основан метод восстановления $\sqrt{s'}$.

Для отбора событий на ЛЭП-2 использовались критерии, сходные с критериями на ЛЭП-1.

При отборе событий для вычисления “нерадиационного” сечения применялся дополнительный критерий – требовалось, чтобы восстановленная эффективная энергия столкновения превышала 85% от полной энергии столкновения. Следует заметить, что поскольку эффективная энергия столкновения $\sqrt{s'}$ восстанавливается с некоторой погрешностью, то

данный отбор проходят не только те события, у которых истинное значение $\sqrt{s'}$ превышает $0.85 \cdot \sqrt{s}$, но также и некоторая часть событий, лежащих ниже данного порога, т.к. восстановленное значение $\sqrt{s'}$ может оказаться заметно больше истинного. Поэтому для вычисления “нерадиационного” сечения определялась не только эффективность отбора, но и параметр, называемый “контаминация”. Он равен доле тех адронных событий среди отобранных, у которых истинное значение $\sqrt{s'}$ ниже $0.85\sqrt{s}$.

Формула для расчета “нерадиационного” сечения выглядела следующим образом:

$$\sigma = \frac{N_{sel} - N_{bkg}}{\epsilon_{qq} \times L} \cdot (1 - C), \quad (2)$$

где C обозначает контаминацию.

Эффективность отбора и контаминация определялись на основе моделирования. В среднем, эффективность отбора событий для вычисления “полного” сечения составляла порядка 80%, а для “нерадиационного” — 90%. Контаминация составляла порядка 10%.

В отличие от ЛЭП-1 анализа, где при отборе $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$ событий фоновые процессы давали вклад на уровне долей процента, на ЛЭП-2 фоновый вклад насчитывает от нескольких процентов до десятков процентов, в зависимости от энергии.

При энергиях столкновения выше 170 ГэВ доминирующим является фон от процесса рождения WW -пар, который дает вклад в несколько раз больше, чем суммарный вклад от всех остальных процессов. Также заметный фон дают Zee -события, двухфотонные столкновения, и ZZ -события. Вклад от Баба-событий и тау-пар незначителен.

При стандартном отборе событий не применялись специальные критерии для подавления WW -фона, чтобы не вводить дополнительную составляющую систематики. Однако, при проверке достоверности результатов и оценке систематической погрешности в качестве одного из тестов использовался отбор с эффективным отсевом WW -событий.

События, где хотя бы один из W -бозонов дает лептонную моду распада, в большинстве случаев характеризуются наличием высокоэнергетичного изолированного электрона или мюона, которые крайне редко встречается в адронных событиях. С помощью введения условия отбора на наличие в событии такого лептона удавалось отсеять до 85% фона от WW -событий с распадом W на мюон и нейтрино и до 50% фона с распадом W на электрон и нейтрино, при потере в эффективности отбора адронных событий не более одного процента.

События, где оба W -бозона распались на кварк-антикварковые пары, отделялись от $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$ событий по кинематическим параметрам, чувствительным к числу струй. Одним из них был параметр d_{join} , алгоритма восстановления струй LUCCLUS [6]. Использовалось значение этого параметра при котором в событии происходит переход от трехструйной к четырехструйной конфигурации. С помощью критерия, который использовал несколько таких параметров, удавалось уменьшить WW -фон с адронными распадами W на 60-70%. При этом эффективность отбора $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$ событий падала на 2-3%.

Оценка систематической погрешности измерения сечений на ЛЭП-2 делалась подобно тому, как это было на ЛЭП-1.

Погрешность измерения светимости имеет две составляющие: теоретическую ошибку 0.25%, связанную с расчетом сечения Баба-процесса при энергиях ЛЭП-2, и экспериментальную ошибку 0.5%, связанную с отбором Баба-событий.

Для эффективности отбора, так же как и на ЛЭП-1, была определена погрешность, связанная с расхождением между данными и моделированием, которая составила 1.0% как для “полного” так и для “нерадиационного” сечений.

Для “нерадиационного” сечения была отдельно оценена ошибка, связанная с критерием отбора по $\sqrt{s'}$. Для этого было сделано сравнение между величиной “нерадиационного” сечения, вычисленного для различных диапазонов $\sqrt{s'}/s$. Кроме стандартного диапазона $\sqrt{s'}/s > 0.85$, сечение вычислялось также для $\sqrt{s'}/s > 0.8$ и $\sqrt{s'}/s > 0.9$. При выполнении сравнения учитывалось ожидаемое изменение сечения, которое рассчитывалось с помощью программы ZFITTER. На основании этого исследования систематическая погрешность, связанная с критерием отбора по $\sqrt{s'}$, была оценена в 1% (для анализа данных 1997-2000 гг).

Общая погрешность, связанная с вычитанием фона, была составлена из погрешностей, приписываемых различным классам фоновых процессов. Она составила 0.2 пб для “нерадиационного” сечения и 0.5 пб для “полного” сечения (для анализа данных 1997-2000 гг).

В девятой главе говорится о результатах измерения сечений на ЛЭП-2 и использовании их для проверки Стандартной Модели, а также для проверки теорий, описывающих дополнительный промежуточный векторный бозон Z' .

Результаты измерения сечений $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$ на ЛЭП-2 показаны в

Энергия ГэВ	Измеренное сечение сеч. \pm стат. \pm сист.	Предсказание Станд. Модели	Разность эксп. – теор.
161.3	$158.3 \pm 4.4 \pm 2.2$	151.6	$+6.7 \pm 5.0$
172.1	$125.5 \pm 4.2 \pm 1.9$	125.2	-0.3 ± 4.6
182.7	$107.8 \pm 1.7 \pm 1.4$	106.2	$+1.6 \pm 2.2$
188.6	$97.1 \pm 1.0 \pm 1.3$	97.4	-0.3 ± 1.6
191.6	$93.3 \pm 2.4 \pm 1.3$	93.6	-0.3 ± 2.7
195.5	$92.7 \pm 1.4 \pm 1.2$	88.8	$+3.9 \pm 1.8$
199.5	$86.3 \pm 1.3 \pm 1.2$	84.4	$+1.9 \pm 1.8$
201.6	$85.0 \pm 1.9 \pm 1.2$	82.1	$+2.9 \pm 2.2$
205.0	$79.1 \pm 1.4 \pm 1.1$	79.0	$+0.1 \pm 1.8$
206.8	$77.5 \pm 1.3 \pm 1.1$	77.3	$+0.2 \pm 1.7$

Таблица 4: Сравнение измеренной величины “полного” сечения с предсказанием Стандартной Модели. Значения приведены в пикобарнах.

Энергия ГэВ	Измеренное сечение сеч. \pm стат. \pm сист.	Предсказание Станд. Модели	Разность эксп. – теор.
161.3	$40.9 \pm 2.1 \pm 1.3$	35.2	$+5.7 \pm 2.5$
172.1	$30.3 \pm 1.9 \pm 1.0$	28.9	$+1.4 \pm 2.1$
182.7	$25.8 \pm 0.8 \pm 0.5$	24.3	$+1.5 \pm 0.9$
188.6	$22.1 \pm 0.4 \pm 0.4$	22.2	-0.1 ± 0.6
191.6	$21.5 \pm 1.1 \pm 0.4$	21.3	$+0.2 \pm 1.2$
195.5	$21.2 \pm 0.6 \pm 0.4$	20.2	$+1.0 \pm 0.7$
199.5	$19.2 \pm 0.6 \pm 0.4$	19.1	$+0.1 \pm 0.7$
201.6	$19.4 \pm 0.8 \pm 0.4$	18.6	$+0.8 \pm 0.9$
205.0	$17.5 \pm 0.6 \pm 0.4$	17.8	-0.3 ± 0.7
206.8	$17.1 \pm 0.6 \pm 0.4$	17.5	-0.4 ± 0.7

Таблица 5: Сравнение измеренной величины “нерадиационного” сечения с предсказанием Стандартной Модели. Значения приведены в пикобарнах.

таблицах 4 и 5. Здесь же для сравнения приводятся значения, предсказываемые Стандартной Моделью. Расчет предсказаний выполнялся с помощью программы ZFITTER [11]. Разница между измеренным и предсказанным значениями в большинстве случаев не превышает ошибки измерения. В целом, можно сделать вывод, что экспериментальные данные и теория хорошо согласуются друг с другом.

В качестве одной из проверок Стандартной Модели было выполнено фитирование данных в рамках подхода S-матрицы [18]. Суть данной проверки составляло допущение о том, что коэффициенты, определяющие вклад от γ -обмена, Z-обмена и γZ -интерференции, могут варьироваться независимо друг от друга, хотя согласно Стандартной Модели они взаимозависимы.

Фитирование по этой модели сечений и асимметрий, измеренных на ДЕЛФИ (на основе данных ЛЭП-1 и ЛЭП-2), дало результаты согласующиеся с предсказаниями Стандартной Модели.

На рис. 4 показана область допустимых значений для M_Z и j_{tot}^{had} , полученная в результате фитирования. Здесь j_{tot}^{had} – это коэффициент, определяющий вклад от γZ -интерференции в процесс рождения кварк-антикварковых пар. Для сравнения показана также область, получаемая только из данных ЛЭП-1 (пунктирная линия). Можно видеть, что использование данных ЛЭП-2 заметно улучшает разрешающую способность данного метода.

Еще одна интерпретация результатов заключалась в проверке теоретических моделей, предполагающих существование дополнительного тяжелого промежуточного бозона Z' [19]. Для этого было выполнено фитирование адронных и лептонных сечений и лептонных асимметрий, измеренных на ЛЭП-1 и ЛЭП-2, в рамках каждой из рассмотренных моделей. Параметрами фитирования являлись массы Z и Z' и угол ZZ' -смешивания – $|\Theta_{ZZ'}|$. Расчеты теоретических предсказаний выполнялись с помощью программы ZEFIT [20].

Фитирование не подтвердило гипотезу о наличии Z' -бозона ни в одной из моделей. Полученная в результате фитирования масса стандартного Z-бозона хорошо согласуется с его величиной, найденной из фитирования данных по Стандартной Модели. Как следствие этого, были установлены нижний предел на $M_{Z'}$ и верхний – на $|\Theta_{ZZ'}|$. Они приведены в таблице 6.

Предел на $M_{Z'}$ получился на уровне 300-400 ГэВ/ c^2 в зависимости от модели.

Результаты измерения адронного сечения при энергиях ЛЭП-2 на

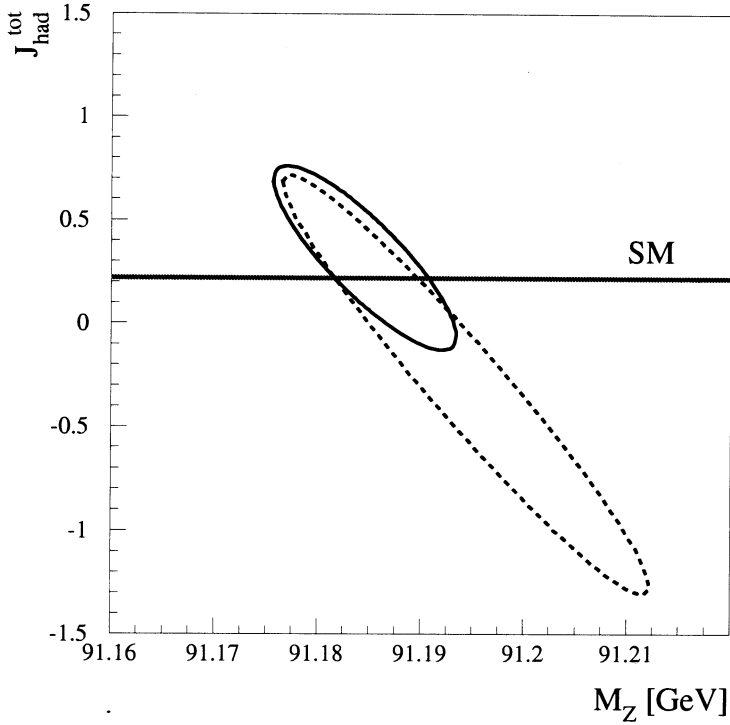


Рис. 4: Допустимая область (внутри контура) возможных значений массы Z -бозона и параметра j_{tot}^{had} на 68% уровне достоверности, полученная из фитирования данных по модели S -матрицы. Контур, полученный из фитирования данных ЛЭП-1 и ЛЭП-2 показан сплошной линией. Для сравнения пунктирной линией показан контур, полученный на основе данных только ЛЭП-1.

Модель	χ	ψ	η	L-R
$M_{Z'}^{limit}$ (ГэВ/ c^2)	440	350	310	380
$ \Theta_{ZZ'}^{limit} $ (радиан)	0.0017	0.0018	0.0024	0.0018

Таблица 6: Пределы на массу Z' -бозона и угол ZZ' -смешивания, полученные из фитирования данных для 4-х различных моделей с уровнем достоверности 95%.

ДЕЛФИ наряду с результатами ЛЭП-1 были использованы в процедуре фитирования с целью проверки Стандартной Модели и определения ее параметров. Это фитирование выполняется объединенной группой по электрослабой физике в ЦЕРН и использует результаты 4-х экспериментов на ЛЭП, а также некоторых других мировых экспериментов. Последние результаты фитирования по данным 1990-2000 гг. приводятся в статье [21].

В Заключение сформулированы выводы и результаты работы:

1. Автором определены сечения реакции $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$ для четырех различных значений энергии столкновения в районе Z-резонанса на основе данных, набранных на установке ДЕЛФИ в 1995 году.

Для обеспечения высокой точности этого измерения были рассчитаны и применены поправки к моделированию, а также произведена многосторонняя проверка качества данных. В результате, систематическая погрешность выполненного измерения составила 0.15%, при статистической точности порядка 0.25-0.35%. Найденные значения сечения, наряду с результатами других измерений в ДЕЛФИ, были использованы для определения параметров Z-резонанса.

2. Проанализированы данные, набранные ДЕЛФИ на этапе ЛЭП-2 при энергиях столкновения от 161 до 207 ГэВ, и определено сечение реакции $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$ в этом диапазоне энергий. При этом автором был разработан и применен метод эффективного подавления фона от событий рождения W^+W^- пар.

3. Сравнение экспериментальных и теоретических данных показало, что имеется хорошее согласие между предсказаниями Стандартной Модели и измерениями. С использованием полученных результатов были проверены несколько теорий, построенных на гипотезе о существовании дополнительного тяжелого Z' -бозона. Фитирование не дало подтверждения данной гипотезы и в результате выведен нижний предел на массу Z' , равный 300 ГэВ/ c^2 . Результаты были также проинтерпретированы в рамках формализма S-матрицы. В этом исследовании тоже было найдено хорошее согласие со Стандартной Моделью.

4. Результаты измерения сечения, полученные автором, стали составной частью данных, используемых объединенной группой по электрослабой физике в ЦЕРН для проверки Стандартной Модели и фитирования ее параметров. С их помощью были определены с высокой точностью основные параметры Стандартной Модели, и найденные значения опубликованы.

ликованы в таблицах *Particle Data Group*. А также показано, что данная теория успешно описывает процессы взаимодействия элементарных частиц в диапазоне энергий, достижимых на сегодняшний день.

Результаты диссертации опубликованы в следующих работах:

1. P.Abreu,... M.Nikolenko,... [DELPHI collaboration], Eur. Phys. J. **C16** (2000) 371
2. P.Abreu,... M.Nikolenko,... [DELPHI collaboration], Eur. Phys. J. **C11** (1999) 383
3. P.Abreu,... M.Nikolenko,... [DELPHI collaboration], Phys. Lett. **B485** (2000) 45
4. Г.Д.Алексеев,... М.Николенко,... Письма в ЭЧАЯ N 1 [98]-2000, стр. 10-11
5. M.Nikolenko, "DELPHI results on Z lineshape and 2 fermion physics at LEP-2" in proc. of the Fourteenth Lake Louise Winter Institute, 1998
6. A.Berhmann,... M.Nikolenko,..., "Results on Fermion-pair production at LEP running from 192 to 202 GeV", Contributed paper for Osaka ICHEP'00 conference, DELPHI 2000-182 CONF 427
7. A.Berhmann,... M.Nikolenko,..., "Results on Fermion-pair production at LEP running in 2000", Contributed paper for EPS HEP2001 (Budapest) and LP01 (Rome) conferences, DELPHI 2001-094 CONF 522

Список литературы

- [1] The LEP Energy Working Group, Eur. Phys. J. **C6** (2) (1999) 187-223
- [2] DELPHI collaboration, Nucl. Instr. Meth. **A303** (1991) 233-276
DELPHI collaboration, Nucl. Instr. Meth. **A378** (1996) 57-100
- [3] S.J.Alvsvaag et al., Nucl. Instr. Meth. **A425** (1999) no.1-2, pp.106-39
- [4] M.Bigi et al., "Luminosity measurement in 1994 with the STIC detector", Delphi note 97-08 PHYS 667
- [5] S. Jadach et al., hep-ph/9903381

- [6] T.Sjostrand, Comp. Phys. Comm. **39** (1986) 347
- [7] S.Jadach et al., Comp. Phys. Comm. **66** (1991) 276
- [8] F.A.Berends et al., Nucl. Phys. **B304** (1988) 712
- [9] S.Nova et al., "Monte Carlo event generator for two photon processes"
Delphi note 90-35 (1990)
- [10] Hulth, P.O., "DELPHI general simulation program", CERN-PRE-88-005
- [11] D.Bardin et al., hep-ph/9908433
- [12] D.Bardin et al., hep-ph/9902452
- [13] Comput. Phys. Comm. **10** (1975), pp.343-367
- [14] F.Glege et al., "On-line quality checking for the 1995 hadronic line-
shape", Delphi note 95-152 DAS 182
- [15] Gustaaf Brooijmans, hep-ex/0005030
- [16] F.A.Berends et al., Nucl.Phys. **B424** (1994) 308
F.A.Berends et al., Comp. Phys. Comm. **85** (1995) 437
- [17] J.Fujimoto et al., Comp. Phys. Comm. **100** (1997) 128
- [18] A.Leike et al., Phys. Lett. **B273** (1991) 1197
T.Riemann et al., Phys. Lett. **B293** (1992) 451
S.Kirsh et al., Comp. Phys. Comm. **88** (1995) 89
- [19] P.Langacker et al., Phys. Rev. **D30** (1984) 1470
D.London et al., Phys. Rev. **D34** (1986) 1530
J.C.Pati et al., Phys. Rev. **D10** (1974) 275
R.N.Monhapatra et al., Phys. Rev. **D11** (1975) 566
- [20] A.Leike et al., Munich University preprint LMU-91/6
- [21] hep-ph/0112021

Получено 16 октября 2002 г.

Макет *Н. А. Киселевой*

Подписано в печать 16.10.2002.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 1,37. Уч.-изд. л. 1,55. Тираж 100 экз. Заказ № 53565.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.