



ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

99–33

На правах рукописи

Шапкин Михаил Михайлович

**ИССЛЕДОВАНИЕ МНОГОЧАСТИЧНЫХ ПРОЦЕССОВ
И АНАЛИЗ РАСПАДА τ -ЛЕПТОНА В ТРИ ПИОНА
НА УСТАНОВКЕ DELPHI**

01.04.23 - физика высоких энергий

Автореферат
диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Протвино 1999

Работа выполнена в Институте физики высоких энергий (г.Протвино).

Научный руководитель – член-корреспондент РАН В.Ф. Образцов.

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук А.И. Голутвин (ИТЭФ), доктор физико-математических наук Л.Г. Ландсберг (ИФВЭ).

Ведущая организация – ОИЯИ (г. Дубна).

Защита диссертации состоится “_____” _____ 1999 г. в _____ часов на заседании диссертационного совета Д 034.02.01 при Институте физики высоких энергий по адресу: 142284, г.Протвино Московской обл.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИФВЭ.

Автореферат разослан “_____” _____ 1999 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета Д 034.02.01

Ю.Г. Рябов

Общая характеристика работы

Актуальность проблемы. Одной из актуальных в настоящее время задач является уточнение фундаментальных параметров Стандартной Модели, таких как массы фермионов и промежуточных бозонов, а также экспериментальная проверка следствий СРТ-теоремы, лежащей в основе квантовой теории поля, таких как равенство масс частиц и соответствующих им античастиц. Таким параметром является, в частности, масса τ -нейтрино, значение которой важно не только для Стандартной Модели, но и для многих космологических моделей развития Вселенной.

В настоящее время τ -нейтрино изучено намного меньше, чем электронное или мюонное, его взаимодействие с веществом непосредственно не наблюдалось, и о его существовании мы можем судить лишь по дисбалансу в энергии и импульсе продуктов распада τ -лептона, а также по данным экспериментов ускорителя LEP, определивших число поколений легких нейтрино.

Для экспериментальной проверки Стандартной Модели важны не только значения масс фундаментальных фермионов и бозонов, но также проверка равенства масс частицы и соответствующей ей античастицы. Это следствие известной СРТ-теоремы, утверждающей, что теория поля микроскопических процессов должна быть инвариантна для произведения зарядового сопряжения (С), пространственного отражения (Р) и обращения времени (Т). Поэтому проверка СРТ-инвариантности является тестом на правильность описания микроскопических явлений с помощью существующих теорий поля. Нарушение СРТ-инвариантности означало бы существование неизвестных свойств у полей и их взаимодействий, которые не включаются в стандартную теорию поля.

Наиболее впечатляющее ограничение на разницу масс между частицей и античастицей было получено для системы (K^0, \bar{K}^0) . В литературе можно найти оценку $|(m_{K^0} - m_{\bar{K}^0})/m_{K^0}| < 9 \times 10^{-19}$, но она не означает, что параметры, описывающие СРТ-нарушение, также очень малы. Необычная малость этого отношения получается из-за фактора $2(m_{K_L} - m_{K_S})/m_{K^0} \approx 1.4 \times 10^{-14}$, который не имеет ничего общего с СРТ-нарушением, и, кроме того, вывод этого ограничения не является независимым от некоторых приближений и теоретических предположений. Представляется естественным искать СРТ-нарушение в процессах, в которых одна из инвариантностей С, Р или Т нарушена. Такие процессы инициированы слабым взаимодействием, например распадами τ -лептонов. До сегодняшнего времени нет экспериментальных данных по разнице масс τ^+ и τ^- .

Еще одной фундаментальной частицей Стандартной Модели, массу которой появилась возможность прецизионно измерить, является W -бозон. Это стало возможно после увеличения энергии LEP в середине 1996 года до значений, превышающих порог парного рождения W -бозонов. Однако было показано, что измеренная масса W -бозона на LEP II, вероятно, будет изменена влиянием Бозе-Эйнштейновских корреляций. Так как множественность частиц в событии возрастает с ростом начальной энергии, корреляции между частицами меняют распределения этих частиц в струях. Соответственно, изучение корреляций при высоких энергиях связано с изучением свойств струй и с проверкой моделей на основе КХД. Очевидным примером влияния корреляций на распределения частиц в струях является нарушение Брейт-Вигнеровской формы распределения инвариантных масс разноименно заряженных пионов от распадов широких резонансов. Этот эффект, который был обнаружен при LEPовских энергиях, является результатом влияния Бозе-Эйнштейновских корреляций. Поэтому учет корреляционных эффектов, так же как и разработка алгоритмов Бозе-Эйнштейновского эффекта и сравнение с экспериментальными данными при высоких энергиях, становятся необходимыми для точного измерения массы W -бозона.

КХД, несмотря на несомненные достижения в описании жестких процессов взаимодействия кварков и глюонов, все еще не в состоянии описать “мягкие” процессы фрагментации или адронизации цветных партонов в наблюдаемые бесцветные адроны. В попытках понять процессы адронизации в последние десятилетия проведены многочисленные эксперименты, в которых инклюзивное образование частиц исследовалось в широком диапазоне энергий. В отсутствие истинной теории задача этих экспериментов состояла в установлении эмпирических закономерностей в образовании частиц, которые позволили бы создать и проверить феноменологические модели процессов адронизации, постоянно развиваемые по мере накопления новых экспериментальных данных.

Изучение процессов образования частиц в e^+e^- -аннигиляции является более удобным, чем изучение этих же процессов в адронных реакциях, так как процесс $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ с очень высокой точностью описывается электрослабой теорией. В e^+e^- -аннигиляции не описывается теорией только последняя фаза этого процесса – превращение кварков и глюонов в экспериментально наблюдаемые частицы, т. е. фрагментация или адронизация. Здесь положение к началу девяностых годов выглядело неудовлетворительным из-за достаточно ограниченной статистики выполненных к тому времени e^+e^- -экспериментов.

Ситуация изменилась в лучшую сторону после запуска в 1989 г. в CERN нового ускорителя LEP со встречными пучками электронов и позитронов. Новая область энергий и высокая светимость LEP, большая скорость набора данных в Z^0 -пике и улучшенные по сравнению с предшествовавшими экспериментами возможности в регистрации частиц в четырех экспериментальных установках на LEP (ALEPH, DELPHI, L3 и OPAL), наконец, чистое, хорошо определенное промежуточное состояние e^+e^- -аннигиляции (Z^0 -бозон) сделали LEP I идеальным инструментом для детального исследования конечных адронных и лептонных состояний и попыток описания адронных распадов Z^0 феноменологическими моделями, построенными на базе КХД.

Важным методом исследования процессов фрагментации является изучение инклюзивного рождения резонансов и частиц с разными ароматами (например странных частиц). Поскольку большая часть частиц, образующихся в процессе соударения, на самом деле является продуктом распада многочисленных резонансов, то особенно важны экспериментальные данные по инклюзивному образованию резонансов, несущих более прямую

информацию о кварковой структуре адронов и механизмах взаимодействия кварков и глюонов, которая помогает при развитии моделей.

Все затронутые выше проблемы можно решать с помощью установки DELPHI, на которой набрана хорошая статистика адронных и лептонных событий, обладающей хорошим импульсным разрешением, хорошей реконструкцией треков в пространстве и хорошей идентификацией частиц.

Целью работы является:

- измерение квадрата массы τ -нейтрино, определение модельно-независимого верхнего предела на массу τ -нейтрино;
- измерение массы τ -лептона и разности масс τ^- и τ^+ ;
- экспериментальное изучение корреляций между пионами, являющимися продуктами распадов разных W -бозонов, и оценка их влияния на измеряемую массу W -бозона;
- экспериментальное исследование инклюзивного образования K_S , ρ^0 , $K^{*0}(892)$, $f_0(975)$ и $f_2(1270)$ при энергии LEP I.

Автор защищает:

1. Значение верхнего предела на массу τ -нейтрино и значение разности масс τ -лептона и его античастицы, полученные из экспериментальных данных установки DELPHI при энергиях LEP I.

2. Результаты исследования корреляций между пионами, являющимися продуктами распадов разных W -бозонов, полученные на экспериментальных данных установки DELPHI при энергиях LEP II, набранных в 1996 году.

3. Результаты экспериментального исследования образования K_S , ρ^0 , $K^{*0}(892)$, $f_0(975)$ и $f_2(1270)$ при энергии LEP I.

Научная новизна затронутых в диссертации проблем определяется, прежде всего, получением основанных на большой статистике новых результатов по измерению массы τ -нейтрино и разности масс τ -лептона и его античастицы в эксперименте DELPHI на LEP. Была использована новая методика для измерения массы τ -нейтрино.

Впервые были исследованы Бозе-Эйнштейновские корреляции между пионами, являющимися продуктами распада двух разных бесцветных объектов (W -бозонов), исследовано их влияние на наблюдаемое значение массы W -бозона.

На большой статистике получены новые результаты по адронным распадам Z^0 -бозона. Наблюдалось и исследовалось рождение резонансов $f_0(975)$ и $f_2(1270)$, которые в большинстве e^+e^- -экспериментов при более низких энергиях не наблюдаются из-за ограниченности статистики.

Практическая ценность работы заключается в том, что представленные в диссертации данные могут быть использованы для развития теоретических моделей эволюции Вселенной, постановки ограничений на использование экзотических моделей с нарушенной СРТ-инвариантностью, развития теоретических моделей множественного образования частиц. Эти данные могут быть использованы при анализе событий на различных экспериментальных установках, а также при планировании новых экспериментов.

Часть результатов работы – измеренные средние множественности приведенных выше резонансов и K^0 в адронных распадах Z^0 – включены в таблицу свойств частиц.

Публикации. По результатам выполненных исследований опубликовано 3 работы в журналах “Physics Letters” и “Zeitschrift fur Physik” и сделано 2 доклада на научных конференциях, которые опубликованы в трудах этих конференций.

Апробация работы. Основные результаты, использованные в диссертации, опубликованы [1,2,3,4,5], докладывались на семинарах ИФВЭ, CERN и международных конференциях.

Объем и структура диссертации. Диссертация изложена на 66 страницах, состоит из введения, 4 глав и заключения, содержит 20 рисунков, 3 таблицы и список цитируемой литературы из 91 наименования.

Содержание работы

Во введении отмечена важность проблем, которым посвящена диссертация, перечислены основные эксперименты, выполненные по затронутым в работе направлениям. Описана структура диссертации.

В первой главе содержится краткое описание эксперимента DELPHI на e^+e^- -коллайдере LEP, приводится краткая характеристика некоторых частей DELPHI, в основном тех, которые используются при выделении лептонных и адронных событий и идентификации частиц в этих событиях.

Общий вид установки DELPHI представлен на рис.1. Она состоит из цилиндрической части (barrel) и двух торцевых частей (end-caps), которые в собранном виде перекрывают практически полный телесный угол. Торцевые части могут раздвигаться, что обеспечивает доступ к детекторам внутри цилиндрической части.

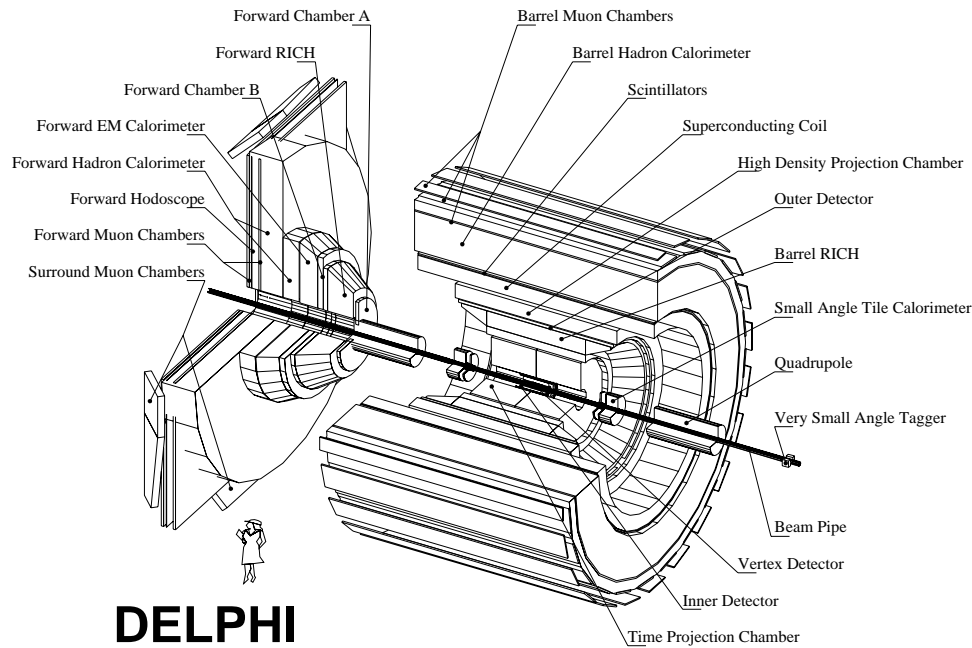


Рис. 1. Общий вид установки DELPHI.

Внутри цилиндрической части создается однородное магнитное поле с напряженностью 1.2 Тесла, направленное вдоль оси пучка (ось z). Это поле генерируется сверхпроводящим соленоидом, который имеет длину 7.4 м и внутренний диаметр 5.2 м и является на сегодняшний день одним из самых больших в мире сверхпроводящих магнитов соленоидального типа.

Трековая система DELPHI включает в себя вершинный детектор (VD), внутренний детектор (ID), времяпроекционную камеру (TPC) и внешний детектор (OD).

Наилучшую точность в измерении треков в плоскости $R-\phi$ дает вершинный детектор, остальные детекторы служат для измерения импульса и полярного угла вылета частиц, улучшения точности измерения азимутального направления импульса.

Достаточно энергичная (с импульсом выше 400-600 MeV/c) заряженная частица детектируется сразу несколькими трековыми детекторами. Как результат комбинированного фитирования параметров восстановленных треков, относительное разрешение DELPHI по импульсу ($\sigma(p)/p$) составляет 0.0015 p (GeV/c) для частиц от 40 до 90 градусов (цилиндрическая часть) и 0.003 p (GeV/c) для частиц с полярным углом меньше 40 градусов (область торцевых крышек).

Калориметрическая система состоит из калориметра очень малых углов (VSAT), калориметра малых углов (SAT), который с 1995 года заменен на STIC (Small Angle Tile Calorimeter), переднего электромагнитного калориметра (FEMC) и проекционной камеры высокой плотности (HPC).

Основное назначение VSAT-, SAT- и STIC-детекторов — измерение светимости коллайдера. Физическим процессом, на основе которого делается такое измерение, является упругое рассеяние электрона на позитроне — так называемое Bhabha-рассеяние.

Конструктивные параметры детектора были оптимизированы таким образом, чтобы обеспечить максимально возможную статистику процессов Bhabha-рассеяния при соблюдении таких методических требований, как радиационная стойкость детектора и малый фон частиц, выбывших из пучка (off-momentum).

Для идентификации заряженных адронов применяются специальные RICH (Ring Imaging CHerenkov) детекторы, которые содержат по два радиатора с разными коэффициентами преломления. Жидкостный радиатор применяется для идентификации частиц в интервале импульсов от 0.7 до 8 GeV/c, а газовый радиатор от 2.5 до 25 GeV/c.

В этой же главе описаны кинематические переменные, применяемые для определения масс τ -нейтрино и τ -лептона, корреляционные функции, применяемые для анализа Бозе-Эйнштейнских корреляций.

Вторая глава посвящена результатам измерения масс τ -нейтрино, τ -лептона, а также разности масс τ^- и τ^+ . Дается краткий перечень существующих результатов, полученных в других экспериментах. Представлены отбор событий и метод анализа данных. На Монте-Карло событиях показан метод определения масс нейтрино и τ -лептона, приведены функции экспериментального разрешения используемых в анализе переменных. На основе экспериментальных данных получены значения масс τ -нейтрино, τ -лептона и разность масс τ^+ и τ^- . Определено значение верхнего предела на массу τ -нейтрино.

Анализировались экспериментальные распределения величины $m_{\nu_{max}}^2$, которая больше или равна квадрату недостающей массы в распаде $\tau \rightarrow 3\pi\nu$, и величины $m_{\tau_{min}}$, которая меньше или равна массе τ -лептона. Выражения для величин $m_{\nu_{max}}^2$ и $m_{\tau_{min}}$ следующие:

$$m_{\nu_{max}}^2 = m_{\tau}^2 + m_{3\pi}^2 - 2E_{\tau}E_{3\pi} + 2p_{\tau}p_{3\pi}, \quad (1)$$

$$m_{\tau_{min}}^2 = m_{3\pi}^2 + 2(E_{\tau} - E_{3\pi})(E_{3\pi} - p_{3\pi}), \quad (2)$$

$$m_{\tau_{min}} = \sqrt{m_{\tau_{min}}^2}.$$

Экспериментальные распределения $m_{\nu_{max}}^2$ и $m_{\tau_{min}}$ фитировались формулой

$$dN/dx = (a1 + a2 \times x) \times \arctg((x - a3)/a4) + a5 + a6 \times x + a7 \times x^2, \quad (3)$$

где x стоит для $m_{\tau_{min}}$ или $m_{\nu_{max}}^2$ и a1-a7 являются фитируемыми параметрами.

После проверки того, что получаемое в эксперименте значение массы τ -лептона совпадает в пределах ошибок со значением PDG, распределения по $m_{\tau_{min}}$ для τ^+ и τ^- фитировались одновременно с фиксированным средним значением массы τ -лептона. Распределения по $m_{\tau_{min}}$ для отрицательных и положительных τ показаны на рис.2 вместе с результатом фита обоих распределений одновременно.

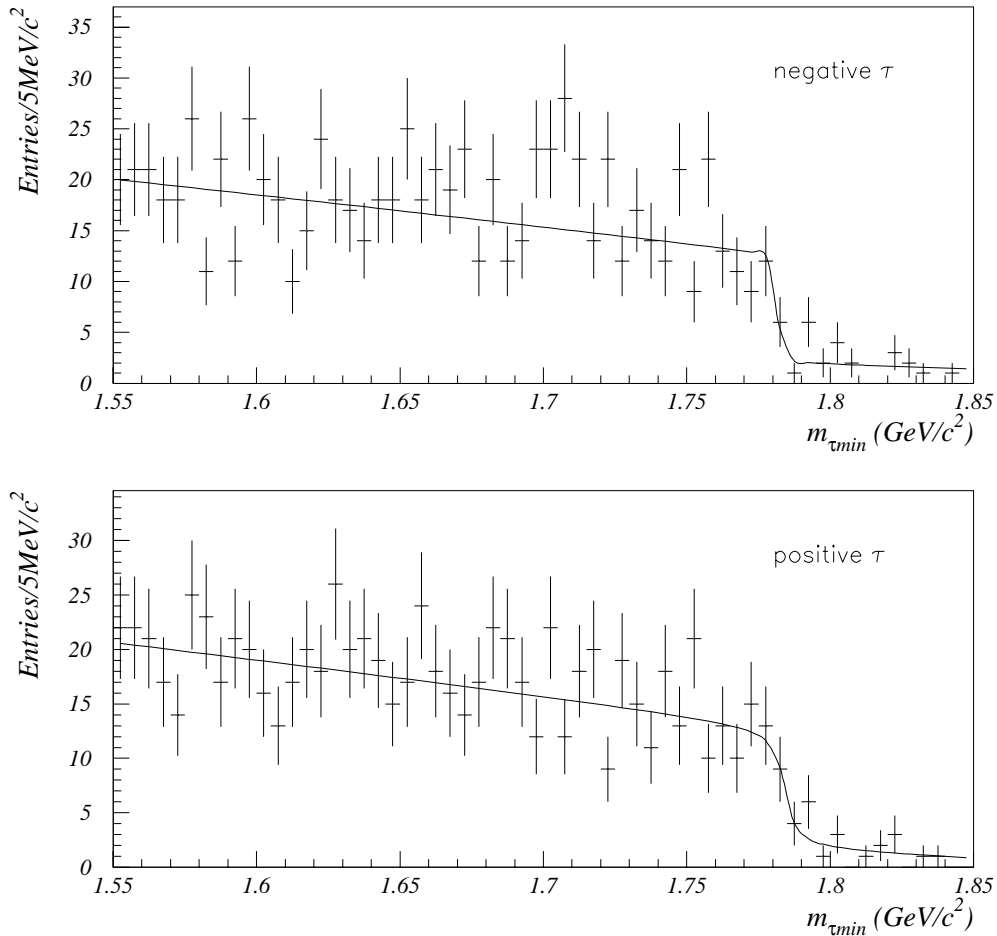


Рис. 2. Экспериментальные распределения $m_{\tau_{min}}$ для отрицательных и положительных τ -лептонов. Кривые есть результат одновременного фита формулой (3) с фиксированным средним значением массы τ -лептона.

Фитирование разности масс между τ^- и τ^+ дает

$$m_{\tau^-} - m_{\tau^+} = -2.0 \pm 3.2 \text{ MeV}/c^2. \quad (4)$$

Экспериментальное распределение $m_{\nu_{max}}^2$ показано на рис.3 вместе с результатом фита и распределением для Монте-Карло событий с нулевой массой нейтрино и результатом фита этого распределения.

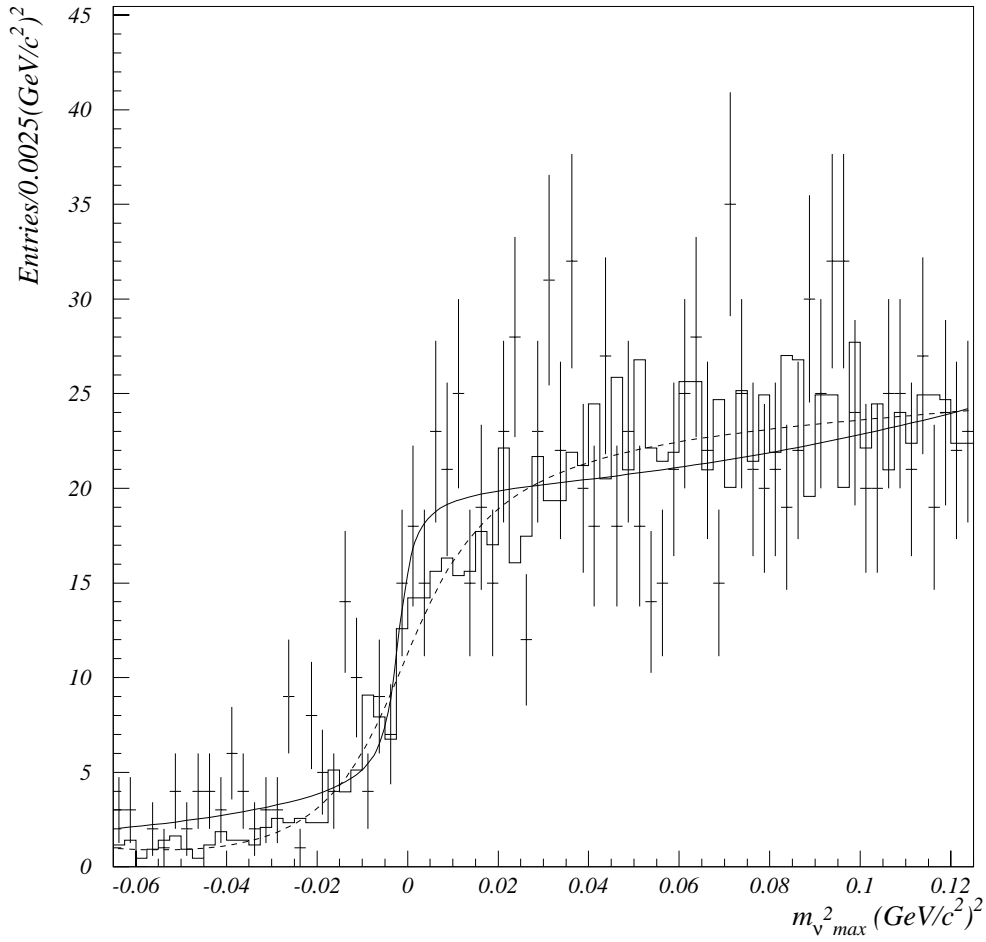


Рис. 3. Экспериментальное и Монте-Карло распределения $m_{\nu_{max}}^2$. Точками с ошибками показаны экспериментальные данные, гистограмма – Моте-Карло распределение. Кривая – результат фита формулой (3).

После учета сдвижки получаемого из фита значения массы нейтрино за счет излучения в начальном состоянии окончательный результат для квадрата массы τ -нейтрино следующий:

$$m_{\nu}^2 = -0.00120 \pm 0.00139 \text{ (GeV}/c^2)^2. \quad (5)$$

Приведенная ошибка включает в себя статистическую и систематическую погрешность. Основной вклад в систематическую погрешность вносит неопределенность учета величины сдвижки за счет излучения в начальном состоянии. Для получения верхнего предела на массу τ -нейтрино мы использовали Байесов подход, где учтен тот факт, что m_{ν}^2 не

может принимать отрицательные значения. Мы перенормируем Гауссово распределение с центром в -0.00120 с $\sigma = 0.00139$ на единицу для $m_{\nu}^2 \geq 0$ и получаем, что m_{ν}^2 с вероятностью 95% лежит в области между 0 и $0.00202(GeV/c^2)^2$. То есть

$$m_{\nu_\tau}^2 \leq 0.00202 (GeV/c^2)^2. \quad (6)$$

Извлекая квадратный корень из этой величины, мы можем сказать, что

$$m_{\nu_\tau} < 45 MeV/c^2 \quad \text{при} \quad CL = 95\%. \quad (7)$$

Третья глава посвящена результатам исследования Бозе-Эйнштейновских корреляций пионов, являющихся продуктами распадов разных W-бозонов. Представлен отбор WW-событий, проведен анализ вклада фоновых процессов к реакции $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$. Подробно описана методика получения распределений пионов от разных W-бозонов, получение фонового распределения с помощью разноименно заряженных пионов. Измерена сила корреляции. Оценивается влияние этих корреляций на точность измерения массы W-бозона.

Для построения корреляционной функции важно корректно построить произведение одночастичных плотностей вероятности, которое содержало бы в себе все свойства двухчастичной функции распределения, кроме Бозе-Эйнштейновских корреляций. В данном анализе корреляций одноименно заряженных пионов от разных W-бозонов считалось, что этому требованию удовлетворяют разноименно заряженные пионы.

Вообще двухчастичные распределения разноименно заряженных пионов сильно зависят от распадов в них других частиц, таких как η в $\pi^+\pi^-\pi^0$ или $\pi^+\pi^-\gamma$, или ω в $\pi^+\pi^-\pi^0$. Однако в данном случае, когда пионы исходят от разных W-бозонов, двухчастичные распределения разноименно заряженных пионов могут служить идеальным нескоррелированным распределением, если пренебречь эффектами взаимодействия в конечном состоянии. В анализе использовалась стандартная переменная Q , определенная как

$$Q^2 = -(q_1 - q_2)^2 = M^2 - 4m^2, \quad (8)$$

где q_1 и q_2 являются четырехимпульсами частиц, M – инвариантная масса пар частиц, а m – масса частицы.

Чтобы получить двухчастичное Q-распределение для пар пионов от разных W была использована следующая процедура. Было получено Q-распределение для полностью адронных $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ -событий, т.е. событий, где оба W-бозона распадаются в две кварковые струи. Это распределение есть сумма распределений пионных пар, идущих от одного W-бозона, и пар, идущих от разных W. Вклад в это распределение пар от одного W был вычтен статистически, с использованием Q-распределения, полученного из событий $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$, в которых один W распадается на два кварка, а другой — на лептон и нейтрино. Одна и та же процедура была проделана как для одноименно так и для разноименно заряженных пар пионов, соответственно для них были построены распределения $P(Q)$ и $P_0(Q)$, и корреляционная функция строилась как их отношение и затем параметризовалась формулой

$$R(Q) = 1 + \lambda e^{-r^2 Q^2}. \quad (9)$$

Отношение Q -распределений для одноименно и разноименно заряженных пар $R(Q)$ показано на рис.4.

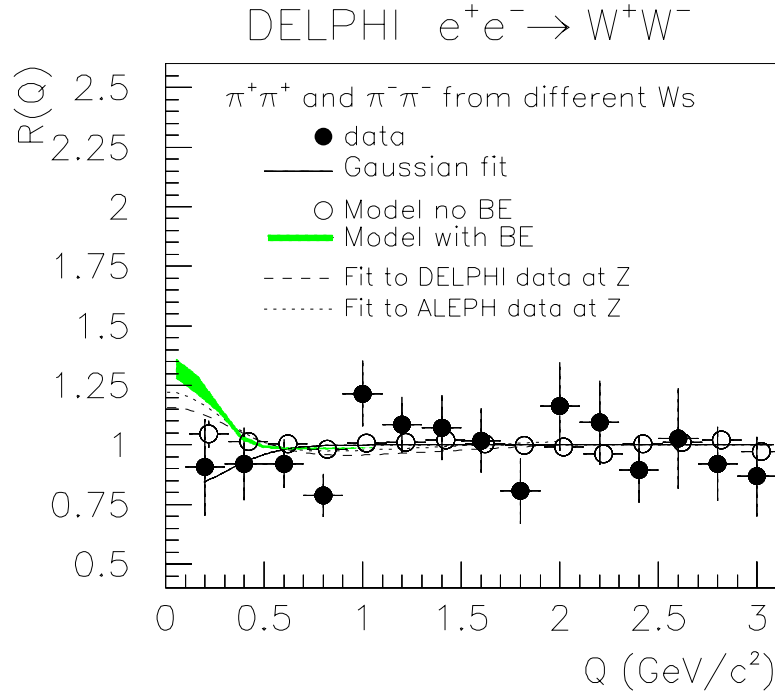


Рис. 4. Корреляционная функция $R(Q)$ для одноименно заряженных частиц от распадов разных W для экспериментальных данных (черные кружки) и смоделированных событий без Бозе-Эйнштейновской симметризации (светлые кружки). Затемненная область представляет предсказание модели для событий с Бозе-Эйнштейновской симметризацией (смотри текст). Сплошная кривая показывает результат фита уравнением (9). Штриховая и пунктирная кривые представляют результаты фита распределений $R(Q)$ для одноименно заряженных частиц, измеренных в распадах Z^0 .

Так как никакого превышения корреляционной функции при малых значениях Q не наблюдается, параметр r в уравнении (9) является плохо определенным. Поэтому фитирование корреляционной функции выражением (9) было проведено при фиксированном значении параметра $r=0.5$ fm, полученном из анализа Z^0 -распадов. Фитирование дает величину

$$\lambda = -0.20 \pm 0.22 \text{ (stat)} \quad (10)$$

с $\chi^2 = 14$ для 14 степеней свободы. Результат фита показан сплошной кривой на рис.4. На существующем уровне статистики Бозе-Эйнштейновские корреляции между пионами от распадов разных W -бозонов не наблюдаются.

В событиях Монте-Карло с полной симуляцией детектора примесь одноименно заряженных пар, где по крайней мере одна частица не является пионом, примерно 18% для интервала $Q < 0.5$ GeV/c². Если определять поправку к величине λ , как это делалось в работах для Z^0 -распадов, то сдвигка будет равна -0.04 . Поскольку эта поправка много меньше, чем статистическая ошибка величины λ , значение параметра (10), полученного из фита, использовалось в последующем анализе без поправки на этот эффект. Чтобы оценить систематическую ошибку параметра λ , проведены следующие исследования:

- Отобранные кандидаты для пар W -бозонов, распадающихся в адроны, содержат примерно 10% фона. Если величина λ для фоновых событий равна примерно 0.3, как измерено в пике Z^0 , то присутствие Бозе-Эйнштейновских корреляций в фоновых событиях изменит значение λ в (10) на +0.06. Чтобы оценить возможные другие влияния фоновых событий, примесь фона, оцененная из симуляции без Бозе-Эйнштейновских корреляций, была вычтена из экспериментальных Q -распределений, и весь анализ был повторен. Изменения в величине λ оказались пренебрежимо малыми. Следовательно, систематическая ошибка за счет присутствия фоновых событий равняется $\Delta\lambda=\pm 0.06$.
- Распределение $R(Q)$ для симулированных событий без включения Бозе-Эйнштейновских корреляций было получено тем же способом, что и для экспериментальных данных (оно показано светлыми кружками на рис.4). $R(Q)$, полученное для экспериментальных данных, было разделено на $R(Q)$ для этих симулированных событий, чтобы учесть возможные влияния детектора и возможные корреляции, не связанные с эффектом Бозе-Эйнштейна, и затем был повторен фит уравнением (9). Отклонение значения λ от величины (10) было использовано для оценки систематической ошибки из-за этого источника, $\Delta\lambda=\pm 0.04$.
- Применялись обрезания на множественность заряженных частиц полностью адронных и полулептонных распадов, чтобы учесть влияние событий с очень большой и очень малой множественностью. Неопределенность за счет этого источника систематической ошибки оценена ± 0.03 .
- Чтобы оценить влияние кулоновских взаимодействий в конечном состоянии для функции $R(Q)$ использовался множитель Гамова. При этом значение λ увеличилось на 0.03. Однако считается, что этот метод завышает масштаб кулоновского взаимодействия в конечном состоянии. Поэтому величина параметра λ не поправлялась на кулоновские взаимодействия, но величина систематической ошибки за счет этого источника считалась равной ± 0.03 .

Складывая все вклады квадратично, получаем окончательный результат (для фиксированного r , равного 0.5 fm):

$$\lambda = -0.20 \pm 0.22 \text{ (stat)} \pm 0.08 \text{ (syst)}. \quad (11)$$

Таким образом, на существующем уровне статистики не наблюдается роста корреляционной функции при малых значениях Q .

Четвертая глава посвящена инклюзивному образованию K_S , ρ^0 , $K^{*0}(892)$, $f_0(975)$ и $f_2(1270)$ в адронных распадах Z^0 -бозона. Измерены средние множественности и получены импульсные распределения мезонов. Данные по инклюзивному образованию мезонов сравниваются с аналогичными данными, полученными в других экспериментах, а также с предсказаниями моделей JETSET и HERWIG; приведены значения параметров модели JETSET, при которых экспериментально наблюдаемые сечения мезонов совпадают с предсказанием этой модели. Подробно описывается процедура учета “отражений” из-за отсутствия в данном анализе идентификации заряженных частиц. В анализе инклюзивного образования K_S -мезона подробно описывается процедура восстановления вторичных вершин. В результате, измеренные средние множественности мезонов на одно адронное событие следующие:

$$\langle N_{K^0} \rangle = 1.962 \pm 0.060, x_p > 0, \quad (12)$$

$$\langle N_{\rho^0} \rangle = 0.83 \pm 0.14, x_p > 0.05, \quad (13)$$

$$\langle N_{K^{*0}(892)} \rangle = 0.64 \pm 0.24, x_p > 0.05, \quad (14)$$

$$\langle N_{f_0(975)} \rangle = 0.10 \pm 0.04, x_p > 0.05, \quad (15)$$

$$\langle N_{f_2(1270)} \rangle = 0.11 \pm 0.05, x_p > 0.1, \quad (16)$$

($x_p = p/p_{beam}$).

Дифференциальные по импульсу сечения для указанных выше состояний вместе с предсказаниями моделей приведены на рис.5-7.

Было также проведено сравнение сечений рождения данных состояний при энергии LEP I с данными при более низких энергиях. Результат сравнения изображен на рис.8. Было отмечено хорошее согласие экспериментальных результатов с предсказаниями моделей. Небольшие расхождения с предсказаниями моделей наблюдаются только в области малых импульсов.

Наше измерение рождения $f_2(1270)$ вместе с результатами других экспериментов показывает, что сечение рождения тензорных мезонов не является пренебрежимо малым и должно правильно учитываться в модели JETSET. Это также справедливо для $f_0(975)$, сечением которого пренебрегается и в модели JETSET, и в модели HERWIG.

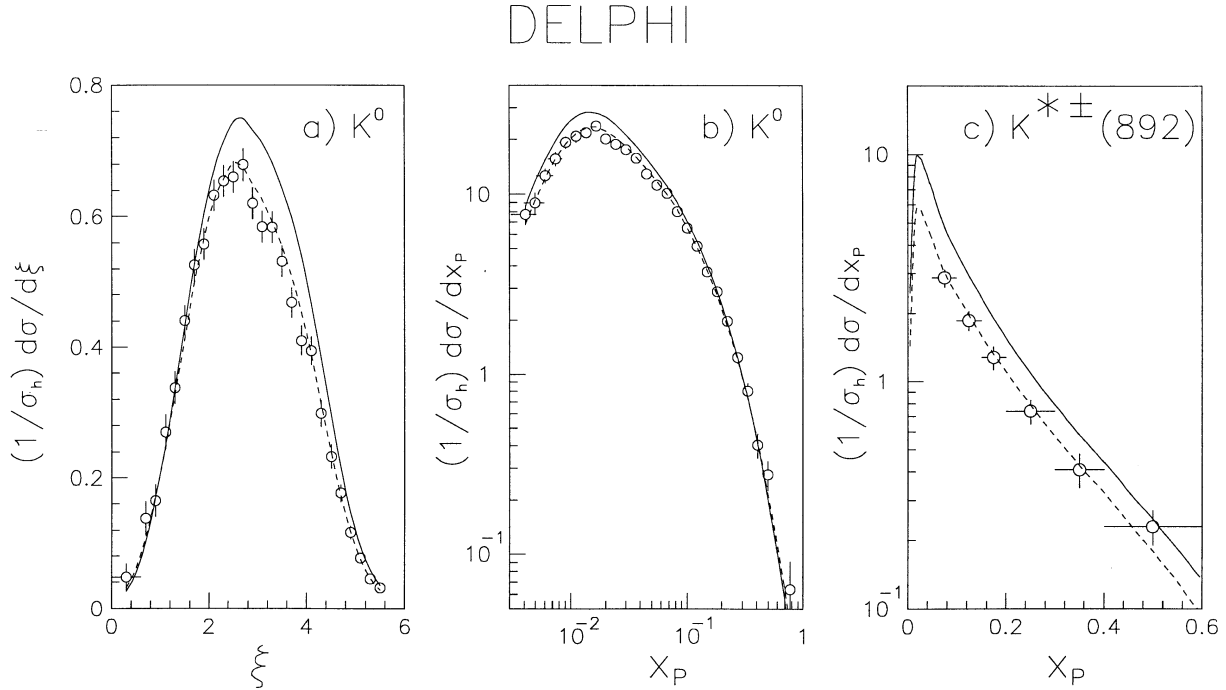


Рис. 5. Дифференциальное сечение рождения K^0 как функции ξ (a) и x_p (b), и для рождения $K^{*\pm}(892)$ как функции x_p (c). Сплошная и штриховая кривые представляют ожидания модели JETSET 7.4 PS с параметрами, настроенными без учета данных DELPHI и, соответственно, с их учетом.

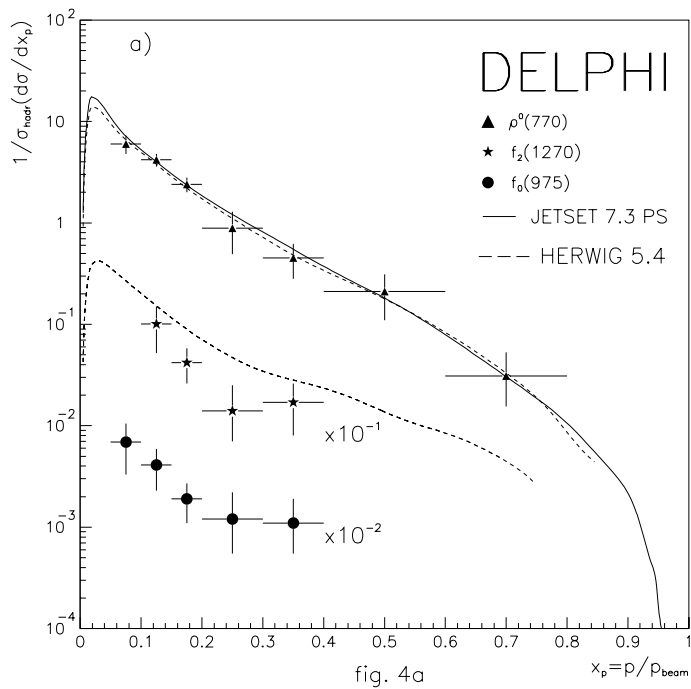


Рис. 6. $1/\sigma_{hadr} \cdot d\sigma/dx_p$ для ρ^0 , $f_2(1270)$ и $f_0(975)$ (распределения для $f_2(1270)$ и $f_0(975)$ уменьшены на фактор 10 и 100, соответственно). Сплошная кривая — предсказание JETSET 7.3 PS для ρ^0 , штриховые кривые — предсказания HERWIG 5.4 для ρ^0 и $f_2(1270)$.

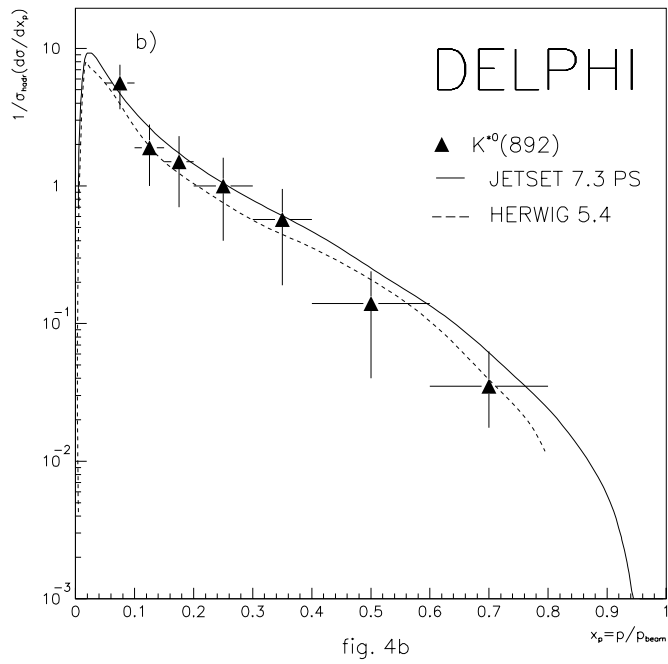


Рис. 7. $1/\sigma_{hadr} \cdot d\sigma/dx_p$ для $K^{*0}(892)$. Сплошная кривая — предсказание JETSET 7.3 PS для $K^{*0}(892)$, штриховая кривая — предсказание HERWIG 5.4 для $K^{*0}(892)$.

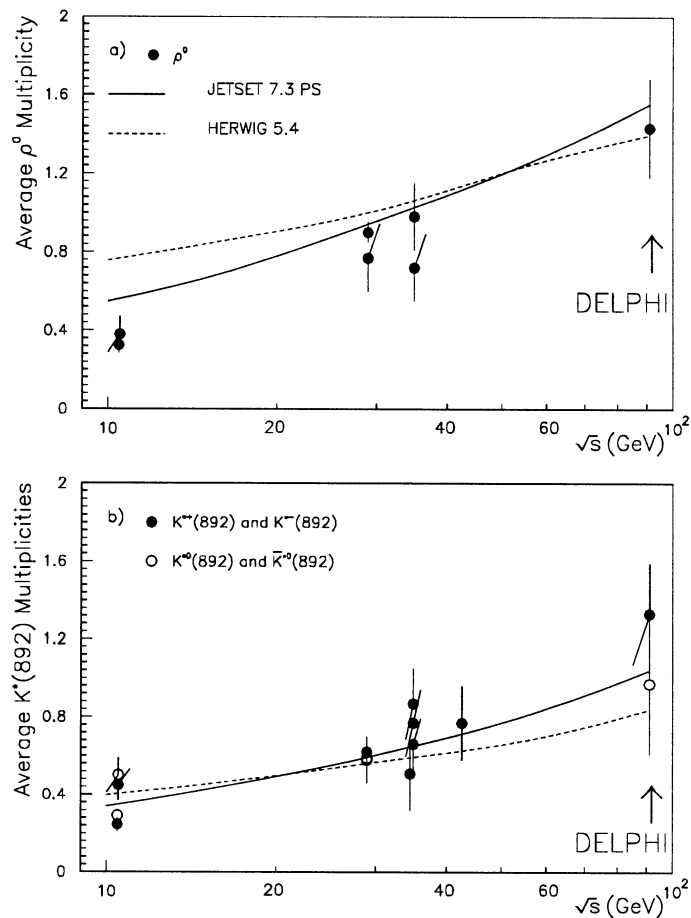


Рис. 8. Зависимость средних множественностей в одном адронном событии для ρ^0 (а) и $K^*(892)$ (б) от энергии в системе центра масс в сравнении с предсказаниями JETSET 7.3 PS и HERWIG 5.4.

В заключении кратко сформулированы основные результаты работы.

Список литературы

- [1] **M. Chapkin**, DELPHI Coll. Measurement of mass difference between τ^- - and τ^+ - and mass of τ -neutrino from three-prong τ -decays. — In: Proc. of the Weak Interactions and Neutrinos (WIN 97) Conference; Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 66, 1998, p.210.
- [2] P. Abreu,..., **M. Chapkin** et al. (DELPHI Coll.) Measurement of Correlations between Pions from Different W's in $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$. // Phys. Lett. B401 (1997) 181.
- [3] **M. Chapkin**, DELPHI Coll. Inclusive properties of $K^* \pm (892)$, $\rho^0(770)$, $f_0(975)$ and $f_2(1270)$ in Hadronic Decays of the Z^0 . — In: Proc. of the Hadron '95 Conference, UK. 9-14 July, 1995. Eds. M.C. Birse, G.D. Lafferty, J.A. McGovern, 1996, p.340.
- [4] P. Abreu,..., **M. Chapkin** et al. (DELPHI Coll.) Measurement of inclusive production of light meson resonance in hadronic decays of the Z^0 . // Phys. Lett. B298 (1993) 236.
- [5] P. Abreu,..., **M. Chapkin** et al. (DELPHI Coll.) Production characteristics of K^0 and light meson resonances in hadronic decays of the Z^0 . // Z. Phys. C65 (1995) 587.

Рукопись поступила 22 июня 1999 г.

Список авторов сотрудничества DELPHI

P. Aarnio, P. Abreu, W. Adam, F. Adami, P. Adrianos, T. Adye, E. Agasi, I. Ajinenko, T. Akesson, R. Aleksan, G.D. Alekseev, R. Alemany, J.V. Allaby, P. Allen, P.P. Allport, S. Almed, F.M.L. Almeida, F. Alted, S.J. Alvsvaag, U. Amaldi, S. Amato, E.G. Anassontzis, P. Andersson, A. Andreazza, M.L. Andrieux, P. Antilogus, V. Anykeyev, W.-D. Apel, R.J. Apsimon, Y. Arnoud, B. Åsman, F. Astesan, P. Astier, C. Astor Ferreres, J.-E. Augustin, A. Augustinus, P. Baillon, P. Bambade, F. Barao, R. Barate, M. Barbi, G. Barbiellini, D.Y. Bardin, G.J. Barker, S. Barlag, J. Barlow, A. Baroncelli, M. Barranco-Luque, G. Barreira, O. Barring, J.A. Barrio, W. Bartl, M.J. Bates, M. Battaglia, M. Baubillier, J. Baudot, K.-H. Becks, C.J. Beeston, M. Begalli, P. Beilliere, W. Bell, Yu. Belokopytov, K. Belous, P. Beltran, D. Benedic, J.M. Benlloch, A.C. Benvenuti, C. Berat, M. Berggren, D. Bertini, D. Bertrand, M. Besancon, S. Biagi, F. Bianchi, J.H. Bibby, M. Bigi, M.S. Bilenky, P. Billoir, N. Bingenfors, M.-A. Bizouard, J. Bjarne, D. Bloch, J. Blocki, M. Blume, S. Blyth, V. Bocci, P.N. Bogolubov, D. Bollini, T. Bolognese, M. Bonapart, M. Bonesini, W. Bonivento, P.S.L. Booth, M. Boratav, P. Borgeaud, A.W. Borgland, G. Borisov, H. Borner, C. Bosio, B. Bostjancic, S. Bosworth, O. Botner, E. Boudinov, B. Bouquet, C. Bourdarios, T.J.V. Bowcock, M. Bozzo, S. Braibant, P. Branchini, C. Brand, K.D. Brand, T. Brenke, R.A. Brenner, H. Briand, C. Bricman, L. Brillault, R.C.A. Brown, P. Bruckman, N. Brummer, J.-M. Brunet, L. Bugge, T. Buran, T. Burgsmueller, H. Burmeister, P. Buschmann, C. Buttar, A. Buys, J.A.M.A. Buytaert, G. Cabras, S. Cabrera, M. Caccia, S. Cairanti, M. Calvi, A.J. Camacho Rozas, J.-E. Campagne, A. Champion, R. Campion, T. Camporesi, V. Canale, M. Canepa, K. Cankocak, F. Cao, F. Carena, P. Carrilho, L. Carroll, R. Cases, C. Caso, E. Castelli, M.V. Castillo Gimenez, A. Cattai, F.R. Cavallo, L. Cerrito, V. Chabaud, G. Chadwick, A. Chan, M. Chapkin, Ph. Charpentier, L. Chaussard, J. Chauveau, P. Checchia, G.A. Chelkov, M. Chen, L. Chevalier, C. Chiccoli, R. Chierici, P. Chliapnikov, P. Chochula, V. Chorowicz, J.T.M. Chrin, J. Chudoba, V. Cindro, R. Cirio, M.P. Clara, P. Collins, J.L. Contreras, R. Contri, E. Cortina, G. Cosme, F. Cossutti, F. Couchot, J.-H. Cowell, H.B. Crawley, D. Crennell, M. Cresti, G. Crosetti, N. Crosland, M. Crozon, J. Cuevas Maestro, L.S. Curwen, S. Czellar, W. Da Silva, S. Dagoret, E. Dahl-Jensen, J. Dahm, B. Dalmagne, M. Dam, G. Damgaard, G. Darbo, E. Daubie, A. Daum, P.D. Dauncey, M. Davenport, P. David, J. Davies, A. De Angelis, M. De Beer, H. De Boeck, W. De Boer, S. De Brabandere, C. De Clercq, M.D.M. De Fez Laso, N. De Groot, C. De La Vaissiere, B. De Lotto, A. De Min, L. De Paula, C. De Saint-Jean, C. Defoix, A. Deghorain, D. Delikaris, G. Della Ricca, B.A. Della Riccia, S. Delorme, P. Delpierre, N. Demaria, A. Demin, J. Derkaoui, L. Di Ciaccio, A. Di Diodato, A.N. Diddens, H. Dijkstra, N. Dimitriou, F. Djama, A. Djannati, J. Dolbeau, O. Doll, M. Donszelmann, K. Doroba, R. Downs, M. Dracos, J. Drees, K.-A. Drees, M. Dris, S. Du, Y. Dufour, W. Dulinski, F. Dupont, J.-D. Durand, R. Dzhelyadin, D. Edsall, D.N. Edwards, L.-O. Eek, P.A.-M. Eerola, R. Ehret, G. Eigen, T. Ekelof, G. Ekspong, M. Ellila, A. Elliot Peisert, M. Elsing, J.-P. Engel, N. Ershaidat, B. Erzen, M. Espirito Santo, V. Falaleev, E. Falk, G. Fanourakis, D. Fassouliotis, T.A. Fearnley, M. Feindt, A. Fenyuk, M. Fernandez Alonso, P. Ferrari, A. Ferrer, S. Ferroni, S. Fichet, T.A. Filippas, A. Firestone, H.G. Fischer, P.-A. Fischer, M. Flinn, H. Foeth, E. Fokitis, P. Folegati, F. Fontanelli, K.A.J. Forbes, F. Formenti, H. Forsbach, J.-L. Fousset, D. Fraissard, B. Franek, K.E. Fransson, P. Frenkiel, D.C. Fries, A.G. Frodesen, R. Fruhwirth, F. Fulda-Quenzer, K. Furnival, H. Furstenu, J. Fuster, J.M. Gago, M. Gaillard, G. Galeazzi, A. Galloni, D. Gamba, M. Gandelman, C. Garcia, J. Garcia, C. Gaspar, U. Gasparini, Ph. Gavillet, S. Gawne, E.N. Gazis, D. Gele, J.F. Genat, J.-P. Gerber, L. Gerdyukov, P. Giacomelli, M. Gibbs, D. Gillespie, K.-W. Glitza, R. Gokieli, B. Golob, V.M. Golovatyuk, P. Gomes, J.J. Gomez Y Cadenas, P. Goncalves, A. Goobar, G. Gopal, M. Gorbics, B. Goret, L. Gorn, M. Gorski, G. Goujon, Yu. Gouz, V. Gracco, A. Grant, F. Grard, E. Graziani, C. Green, A. Grefrath, J.P. Grillet, P. Gris, M.-H. Gros, M. Gros, G. Grosdidier, E. Gross, B. Grossetete, P. Grosse-Wiesmann, B. Grung, K. Grzelak, L. Guglielmi, S. Gumenyuk, P. Gunnarsson, M. Gunther, J. Guy, U. Haedinger, F. Hahn, M. Hahn, S. Hahn, S. Haider, J. Haissinski, Z. Hajduk, A. Hakansson, A. Hallgren, K. Hamacher, G. Hamel De Monchenault, W. Hao, F.J. Harris, B. Heck, V. Hedberg, T. Henkes, R. Henriques, I. Herbst, J.J. Hernandez, J.A. Hernando, P. Herquet, H. Herr, T.L. Hessing, J.-M. Heuser, I. Hietanen, C.O. Higgins, E. Higon, H.J. Hilke,

T.S. Hill, S.D. Hodgson, H. Hofmann, T. Hofmohl, R. Holmes, S.-O. Holmgren, P.J. Holt, D. Holthuisen, P.F. Honore, J.E. Hooper, S. Hoorelbeke, R. Horisberger, M. Houlden, A. Hrisoho, J. Hrubec, K. Huet, K. Huitu, P.O. Hulth, K. Hultqvist, D. Husson, B.D. Hyams, D. Imbault, M. Innocente, P. Ioannou, D. Isenhower, I. Ivanyushenkov, P.-S. Iversen, J.N. Jackson, R. Jacobsson, P. Jalocha, R. Janik, G. Jarlskog, Ch. Jarlskog, P. Jarry, B. Jean-Marie, J. Joensuu, E.K. Johansson, H. Johansson, S. Johansson, D. Johnson, M. Jonker, L. Jonsson, P. Jonsson, C. Joram, P. Juillot, R.B. Kadyrov, M. Kaiser, G. Kalkanis, G. Kalmus, G. Kantardjian, F. Kapusta, P. Kapusta, K. Karafasoulis, M. Karlsson, E. Karvelas, S. Katsanevas, E.C. Katsoufis, R. Keranen, J. Kesteman, Yu. Khokhlov, B.A. Khomenko, N.N. Khovanski, B. King, B. Kisielewski, N.J. Kjaer, O. Klapp, H. Klein, W. Klempt, G. Kliutchnikov, A. Klovning, P. Kluit, D. Knoblauch, A. Koch-Mehrin, J.H. Koehne, B. Koene, P. Kokkinias, I. Kontaxis, M. Kopf, M. Koratzinos, K. Korcyl, A.V. Korytov, B. Korzen, P. Kostarakis, V. Kostioukhine, C. Kourkoumelis, O. Kouznetsov, P.-H. Kramer, M. Krammer, C. Kreuter, T. Kreuzberger, J. Krolkowski, A. Kronkvist, J. Krstic, U. Kruener-Marquis, Z. Krumstein, W. Krupinski, P. Kubinec, W. Kucewicz, G. Kuhn, K. Kulka, K. Kurvinen, M.I. Laakso, C. Lacasta, I. Laktineh, S. Lamblot, C. Lambropoulos, J.W. Lamsa, L. Lanceri, D.W. Lane, P. Langefeld, D. Langerveld, V. Lapchine, V. Lapin, I. Last, J.-P. Laugier, R. Lauhakangas, P. Laurikainen, B. Lavigne, J.C. Le Grand, H. Lebbolo, G. Leder, F. Ledroit, V. Lefebure, C.K. Legan, A. Leisos, R. Leitner, Y. Lemoigne, J. Lemonne, G. Lenzen, V. Lepeltier, T. Lesiak, A. Letessier-Selvon, J.M. Levy, J. Libby, J.A. Lidbury, E. Lieb, D. Liko, E. Lillestol, E. Lillethun, J. Lindgren, R. Lindner, A. Lipniacka, I. Lippi, R. Llosa, B. Loerstad, M. Lokajicek, J.G. Loken, J.M. Lopez, M.A. Lopez Aguera, A. Lopez-Fernandez, P. Lorenz, M. Los, D. Loukas, A. Lounis, J.J. Lozano, R. Lucock, B. Lund-Jensen, P. Lutz, L. Lyons, J. MacNaughton, G. Maehlum, O. Maeland, N. Magnussen, J.R. Mahon, J. Maillard, A. Maio, T.G.M. Malmgren, A. Maltezos, S. Maltezos, V. Malychhev, F. Mandl, J. Marco, R. Marco, B. Marechal, M. Margoni, J.-C. Marin, C. Mariotti, A. Markou, T. Maron, S. Marti, S. Marti i Garcia, C. Martinez-Rivero, F. Martinez-Vidal, J. Mas, J. Masik, L. Mathis, F. Matorras, C. Matteuzzi, G. Matthiae, L. Mattsson, M. Matveev, M. Mazzucato, M. Mc Cubbin, R. Mc Kay, R. Mc Nulty, G. Mc Pherson, J. Medbo, E. Menichetti, G. Meola, M. Merk, C. Meroni, W.T. Meyer, S. Meyer, A. Miagkov, J. Michalowski, M. Michelotto, E. Migliore, I. Mikulec, L. Mirabito, W.A. Mitaroff, G.V. Mitselmakher, U. Mjoernmark, T. Moa, R. Moeller, K. Moenig, M.R. Monge, P. Morettini, H. Mueller, K. Muenich, M. Mulders, H. Muller, L.M. Mundim, M. Mur, W.J. Murray, B. Muryn, G. Myatt, T. Myklebust, F. Naraghi, U. Nau-Korzen, F.L. Navarra, S. Navas, K. Nawrocki, P. Negri, S. Nemecek, W. Neumann, N. Neumeister, R. Nicolaidou, B.S. Nielsen, M. Nieuwenhuizen, M. Nigro, B. Nijhar, V. Nikolaenko, M. Nikolenko, P.E.S. Nilsen, P. Niss, A. Nomerotski, M. Nonni, J.M. Noppe, M. Nordberg, A. Normand, S. Nounos, M. Novak, A. Nygren, W. Oberschulte-Beckmann, V. Obraztsov, T. Odegaard, A.G. Olshevski, A. Onofre, R. Orava, G. Orazi, A. Ostankov, K. Osterberg, A. Ouraou, P. Paganini, M. Paganoni, P. Pages, J. Pagot, R. Pain, K. Pakonski, H. Palka, S. Palma Lopes, Th.D. Papadopoulou, K. Papageorgiou, L. Pape, C. Parkes, F. Parodi, U. Parzefall, P. Pasini, M. Passeneau, A. Passeri, J.B. Pattison, M. Pegoraro, J. Pennanen, L. Peralta, V. Perevozchikov, J. Perez, H. Pernegger, M. Pernicka, A. Perrotta, C. Petridou, A. Petrolini, M. Petrovyck, G. Petrucci, T.E. Pettersen, H.T. Phillips, G. Piana, F. Pierre, M. Pimenta, M. Pindo, O. Pingot, C. Pinori, A. Pinsent, S. Plaszczynski, T. Podobnik, O. Podobrin, C. Poirer, M.E. Pol, B. Poliakov, G. Polok, P. Poropat, V. Pozdniakov, M. Prest, P. Privitera, N. Pukhaeva, A. Pullia, J. Pyyhtia, P. Queru, S. Quinton, A.A. Rademakers, D. Radojicic, S. Ragazzi, R. Ragazzon, H. Rahmani, J. Rames, W.H. Range, J.C. Raoul, P.N. Ratoff, A.L. Read, M. Reale, P. Rebecchi, N.G. Redaelli, M. Regler, D. Reid, R. Reinhardt, M.V. Reis, P.B. Renton, L.K. Resvanis, F. Richard, M. Richardson, J. Richardson, J. Ridky, G. Rinaudo, I. Ripp, I. Roditi, O. Rohne, A.M. Romaya, A. Romero, I. Roncagliolo, P. Ronchese, R. Rongved, C. Ronnqvist, L. Roos, E.I. Rosenberg, P. Rosinsky, F. Rossel, U. Rossi, S. Rossi, E. Rosso, P. Roudeau, T. Rovelli, W. Ruckstuhl, V. Ruhlmann, V. Ruhlmann-Kleider, A. Ruiz, K. Rybicki, A. Rybin, H. Saarikko, D. Sacco, Y. Sacquin, A. Sadosky, O. Sahr, G. Sajot, C.W. Salgado, J. Salt, A. Samarina, E. Sanchez, J. Sanchez, E. Sanchis, M. Sannino, M. Schaeffer, S. Schael, M. Schimmelpfennig, H. Schneider, U. Schwickerath, M.A.E. Schyns, G. Sciolla, F. Scuri, P. Seager, A. Sebastia, Y. Sedykh, A.M. Segar, A. Seitz, R. Sekulin, L. Serbelloni, M. Sessa, G. Sette, R. Seufert, R.C. Shellard, A. Sheridan, I. Siccama, P. Siegrist, R. Silvestre, S. Simonetti, F. Simonetto, A.N. Sisakian, B. Sitar, T.B. Skaali, J. Skeens, G. Skjevling, G. Smadja, N. Smirnov,

O. Smirnova, G.R. Smith, A. Sokolov, O. Solovianov, R. Sosnowski, D. Souza-Santos, K. Spang, T. Spassov, P. Spentzouris, E. Spiriti, P. Sponholz, S. Squarcia, H. Staeck, D. Stampfer, C. Stanescu, S. Stanic, S. Stapnes, I. Stavitski, G. Stavropoulos, K. Stepaniak, K. Stevenson, F. Stichelbaut, A. Stocchi, J. Strauss, J. Straver, R. Strub, C.J. Stubenrauch, B. Stugu, E. Sundell, M. Szczekowski, M. Szeptycka, P. Szymanski, T. Tabarelli, J.P. Tavernet, S. Tavernier, E. Tcherniaev, O. Tchikilev, F. Tegenfeldt, F. Terranova, G.E. Theodosiou, J. Thomas, Z. Thome, A. Tilquin, J. Timmermans, V.G. Timofeev, L.G. Tkatchev, T. Todorov, S. Todorova, D.Z. Toet, O. Toker, A. Tomaradze, B. Tome, A. Tonazzo, A.K. Topphol, S. Topp-Jorgensen, E. Torassa, L. Tortora, M.T. Trainor, G. Transtromer, D. Treille, U. Trevisan, W. Trischuk, G. Tristram, A. Trombini, C. Troncon, T.K. Truong, A. Tsirou, E.N. Tsyganov, M. Turala, R. Turchetta, M.-L. Turluer, T. Tuuva, I.A. Tyapkin, M. Tyndel, S. Tzamarias, F. Udo, S. Ueberschaer, B. Ueberschaer, O. Ullaland, V.A. Uvarov, G. Valenti, E. Vallazza, J.A. Valls Ferrer, G.W. Van Apeldoorn, P. Van Dam, M. Van Der Heijden, W.K. Van Doninck, B. Van Eijk, N. Van Eijndhoven, J. Van Eldik, A. Van Lysebetten, C. Vander Velde, J.P. Vanuxem, J. Varela, N. Vassilopoulos, P. Vaz, G. Vegni, M.E. Veitch, E. Vela, J. Velasco, L. Ventura, W. Venus, F. Verbeure, M. Verlato, L.S. Vertogradov, L. Vibert, D. Vilanova, P. Vincent, L. Viseu Melo, N. Vishnevsky, L. Vitale, E. Vlasov, A.S. Vodopyanov, M. Vollmer, S. Volponi, G. Vulgaris, M. Voutilainen, V. Vrba, H. Wahlen, C. Walck, F. Waldner, M. Wayne, A. Wehr, M. Weierstall, P. Weilhammer, C. Weiser, J. Werner, A.M. Wetherell, D. Wicke, J. H. Wickens, M. Wielers, J. Wikne, G.R. Wilkinson, W.S.C. Williams, M. Winter, M. Witek, T. Wlodek, D. Wormald, G. Wormser, K. Woschnagg, N. Yamdagni, J.M. Yelton, P. Yepes, J. Yi, K. Yip, O. Yushchenko, F. Zach, C. Zacharatou, A. Zaitsev, A. Zalewska, P. Zalewski, P.I. Zarubin, D. Zavrtnik, E. Zevgolatakos, G. Zhang, V. Zhigunov, N.I. Zimin, M. Zito, R. Zitoun, D. Zontar, R. Zuberi, G.C. Zucchelli, R. Zukanovich Funchal, G. Zumerle, J. Zuniga.

М.М. Шапкин

Исследование многочастичных процессов и анализ распада π -лептона в три пиона на установке DELPHI.

Оригинал-макет подготовлен с помощью системы \LaTeX .

Редактор Л.Ф. Васильева.

Технический редактор Н.В. Орлова.

Подписано к печати 24.06.99. Формат $60 \times 84/8$. Офсетная печать.

Печ.л. 2. Уч.-изд.л. 1,2. Тираж 100. Заказ 109. Индекс 3649.

ЛР №020498 17.04.97.

ГНЦ РФ Институт физики высоких энергий
142284, Протвино Московской обл.

