



ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

97-15
На правах рукописи

Образцов Владимир Фёдорович

**ПОИСКИ БОЗОНА ХИГГСА НА КОЛЛАЙДЕРЕ LEP.
ДЕТЕКТОРЫ ДЛЯ УСТАНОВКИ DELPHI**

01.04.23 - физика высоких энергий

ДИССЕРТАЦИЯ
на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Протвино 1997

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук В.Н. Болотов, доктор физико-математических наук С.С. Герштейн, доктор физико-математических наук В.Д. Кекелидзе .

Ведущая организация – Институт теоретической и экспериментальной физики (г. Москва).

Защита диссертации состоится “_____” _____ 1997 г. в _____ часов на заседании диссертационного совета Д034.02.01 при Институте физики высоких энергий (142284, г.Протвино Московской обл.).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИФВЭ.

Диссертация разослана “_____” _____ 1997 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета Д034.02.01

Ю.Г. Рябов

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность проблемы

Важным компонентом практически любого исследования на установке DELPHI — одной из четырёх установок, действующих на большом электрон-позитронном коллайдере (LEP) Европейского центра ядерных исследований (CERN), является измерение интегральной светимости. Для определения параметров Z -бозона необходимо измерять светимость с точностью $\sim .1\%$. С этой целью в ИФВЭ был создан прецизионный детектор светимости — электромагнитный калориметр в области малых углов STIC.

Для успешного осуществления экспериментальной программы исследований установка должна иметь высокую эффективность регистрации различных частиц и, в частности мюонов. Для обеспечения высокой эффективности мюонного триггера и его надёжности в состав установки был включён передний мюонный годоскоп, созданный в ИФВЭ.

После обнаружения t -кварка в опытах на $p\bar{p}$ -коллайдере FNAL бозон Хиггса является последней, ещё не обнаруженной фундаментальной частицей в стандартной модели (СМ). Поиск этой частицы имеет принципиальное значение для проверки СМ и её обобщений, например для минимальной суперсимметричной стандартной модели (МССМ). LEP является идеальным прибором для поиска бозона Хиггса с точки зрения фоновой ситуации и ожидаемого числа событий.

Цель диссертационной работы

- Поиск бозона Хиггса в диапазоне масс 0-60 ГэВ/ c^2 .
- Создание детектора светимости(электромагнитного калориметра в области малых углов) и мюонного годоскопа для установки DELPHI.

Автор защищает:

1. Разработку и создание электромагнитного калориметра новой конструкции, его применение для прецизионного измерения интегральной светимости.

2. Мюонный годоскоп установки DELPHI, его применение в триггере, методику измерения параметров годоскопа и их контроля в условиях реального эксперимента.
3. Результаты поиска бозона Хиггса в области масс 0–60 ГэВ/ c^2 .

Научная новизна и практическая ценность. Создан электромагнитный калориметр нового типа, измерены его характеристики. Разработана методика его использования для прецизионного измерения интегральной светимости.

Создана система мюонного триггера на базе сцинтилляционного годоскопа большой площади. Разработана методика измерений параметров годоскопа в условиях реального эксперимента. Разработана методика использования мюонного годоскопа для калибровки детекторов DELPHI.

Впервые проведён поиск бозона Хиггса в широком диапазоне масс, как в контексте стандартной модели, так и в её минимальном суперсимметричном расширении.

Апробация работы и публикации. По результатам выполненных исследований опубликовано 13 научных работ. Основные результаты, использованные в диссертации, опубликованы в виде препринтов ИФВЭ и CERN, в журналах “Nuclear Physics”, “Zeitschrift für Physik”, “Nuclear Instruments & Methods”, “IEEE Transactions of Nuclear Science” [1-3]. Они докладывались на международных конференциях, семинарах ИФВЭ, ИТЭФ.

Структура диссертации. Работа изложена на 38 страницах, состоит из введения, четырёх глав и заключения, содержит 23 рисунка, 2 таблицы и список цитируемой литературы, включающий 13 наименований.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

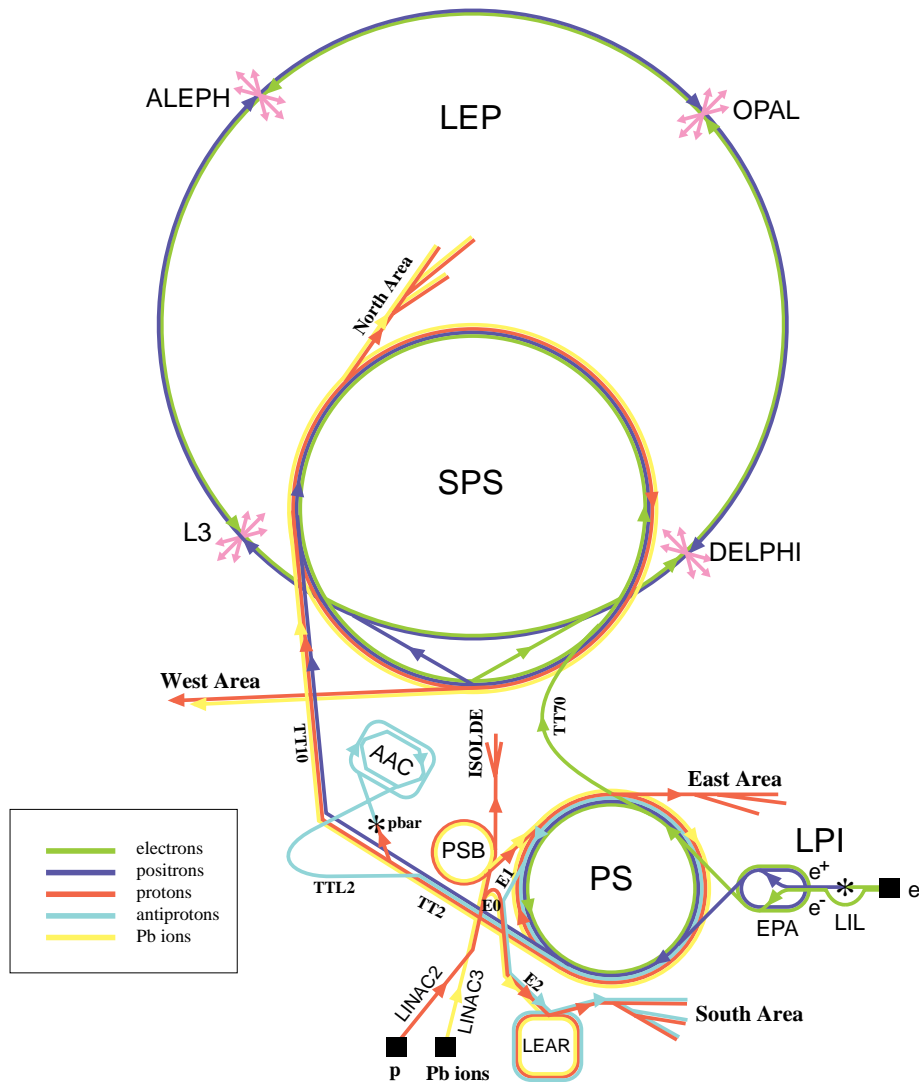
В первой главе рассмотрена постановка эксперимента на встречных e^+e^- -пучках при энергии в с.ц.м. ~ 90 ГэВ/ c^2 в области пика Z-бозона, описана установка DELPHI, на которой и для которой были выполнены работы, вошедшие в диссертацию.

Цикл работы Большого электрон-позитронного коллайдера (LEP) включает (см. рис.1):

- Ускорение первичных электронов, рождение и ускорение позитронов до энергии 300 МэВ в линейном инжекторе (LIL).
- Накопление электронов и позитронов при энергии 500 МэВ в кольце электрон-позитронного аккумулятора (ЕРА).
- Транспортировку пучков в кольцо протонного синхротрона (PS), ускорение до 3,5 ГэВ.
- Транспортировку пучков из PS в SPS с дальнейшим ускорением до 22 ГэВ.
- Инжекцию в кольцо LEP с последующим ускорением до энергии ~ 45 ГэВ.

Пучки электронов и позитронов сгруппированы в 4 (8) банчей (ток ~ 1 мА/банч.) и пересекаются в четырёх промежуточных, где расположены экспериментальные установки. Типичное время жизни пучков ~ 8 часов. Светимость $\sim 10^{31}$ см $^{-2}$ с $^{-1}$.

CERN Accelerators



- | | |
|---|------------------------------------|
| LEP: Large Electron Positron collider | LPI: Lep Pre-Injector |
| SPS: Super Proton Synchrotron | EPA: Electron Positron Accumulator |
| AAC: Antiproton Accumulator Complex | LIL: Lep Injector Linac |
| ISOLDE: Isotope Separator OnLine DEvice | LINAC: LINear ACcelerator |
| PSB: Proton Synchrotron Booster | LEAR: Low Energy Antiproton Ring |
| PS: Proton Synchrotron | |

Rudolf LEY, PS Division, CERN, 02.09.96

Рис. 1. Схема ускорительного комплекса LEP.

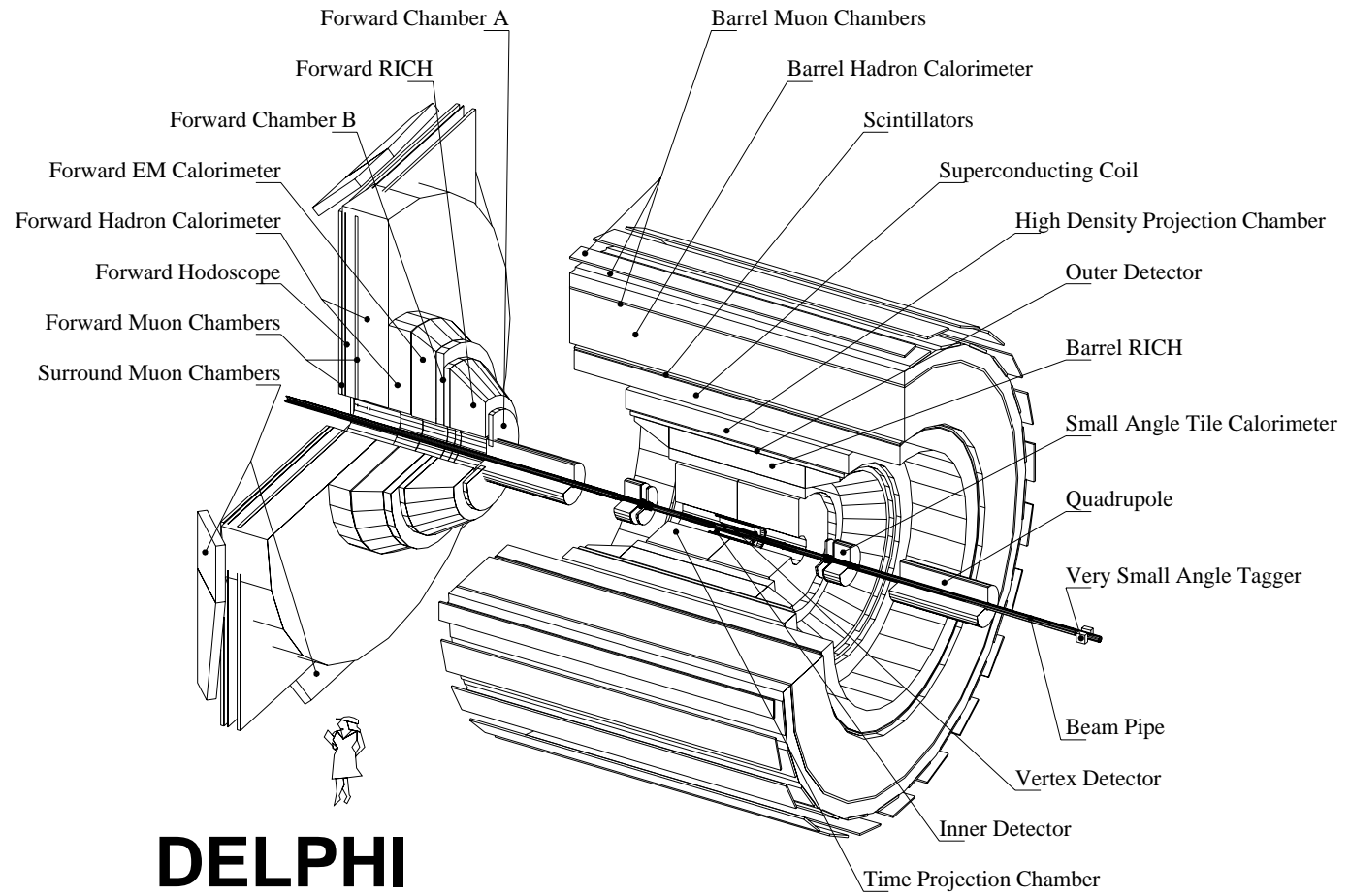


Рис. 2. Общий вид установки DELPHI.

Установка DELPHI (детектор с идентификацией лептонов, фотонов и адронов) — это один из четырёх детекторов, работающих на e^+e^- -коллайдере LEP. Детектор (см. рис.2) состоит из центральной цилиндрической секции, перекрывающей диапазон $\sim 40^\circ < \theta < 140^\circ$, и двух торцевых частей, перекрывающих “переднюю”(заднюю) области углов.

Сверхпроводящий соленоид, который имеет длину 7,4 м и внутренний диаметр 5,2 м, создает однородное поле, равное 1,23 Тл и направленное вдоль оси пучков (z). Внутри соленоида расположены трековые детекторы центральной части:

- Вершинный детектор, дающий точное измерение траектории частиц. Точность измерения промахов треков в вершине взаимодействия для энергичных треков ($P > 10$ ГэВ/с) составляет около 20 микрон.

- Внутренний детектор (ID), перекрывающий область углов $15^\circ < \theta < 165^\circ$ и обеспечивающий точность измерения трека $\sigma(R\phi) = 40$ мкм.

- Время–проекционная камера (TPC) — основной трековый детектор, дающий до 16 пространственных точек трека в диапазоне $40 \text{ см} < R < 110 \text{ см}$. Точность реконструкции одной точки 250 мкм ($R\phi$) и 880 мкм (Rz). TPC участвует в идентификации заряженных частиц путём измерения dE/dX с точностью 7,4%.

- Внешний детектор (OD) состоит из 5 слоёв дрейфовых трубок, расположенных между радиусами 197 и 206 см. Он существенно используется для измерения импульса частиц и уточнения параметров их траектории.

- В трековую систему входят также дрейфовые камеры FCA и FCB, расположенные в торцевой части установки на расстоянии $|z| = 160$ см и $|z| = 275$ см от точки взаимодействия.

- Электромагнитные калориметры — проекционная камера высокой плотности (HPC), передний электромагнитный калориметр из свинцового стекла (FEMC) и электромагнитный калориметр в области малых углов (STIC) — обеспечивают регистрацию и идентификацию электронов и фотонов в области углов $2^\circ < \theta < 178^\circ$.

- Более 19000 пластиковых стримерных детекторов, которые являются активными элементами адронного калориметра (HCAL), установлены в 18 мм щелях между 50-мм железными пластинами яма магнита. Адронный калориметр регистрирует нейтральные частицы, а также является элементом системы мюонной идентификации.

- В идентификации мюонов наряду с адронным калориметром участвуют мюонные дрейфовые камеры (MUB, MUF и SMC), расположенные за яром магнита. Идентификация осуществляется путём сравнения координаты экстраполированного трека и ближайшего реконструированного сигнала мюонной камеры.

- Детектор черенковских колец (RICH) обеспечивает идентификацию как в центральной части установки (BRICH), так и в торцевой (FRICH). Детектор имеет как жидкий, так и газовый радиаторы, что позволяет осуществлять идентификацию частиц в диапазоне импульсов $0,7 < p < 25$ ГэВ/с.

- Сцинтилляционные годоскопы — TOF в центральной части и передний мюонный годоскоп в торцевой части используются для выработки триггера и подавления фона от космических мюонов.

– Система триггера DELPHI состоит из четырёх уровней. Два первых уровня (T1, T2) синхронизированы по отношению к сигналу пересечения банчей (BCO). T1 является быстрым претриггером, в то время как T2 запускает систему сбора данных. Интервал между пересечениями банчей равен 22 мкс для моды работы LEP с четырьмя банчами, и 11 мкс — для моды с восемью. Времена выработки решения для T1 и T2 фиксированы и равны 3,5 и 39 мкс после сигнала BCO. T1 вырабатывается на базе информации от индивидуальных детекторов (ID, OD, FCA и FCB — трековый триггер); (TOF, HOF, и система сцинтилляторов HPC — сцинтилляционный триггер), а также EMF и MUB. На втором уровне эти триггеры дополняются сигналами от TPC, HPC и MUF, а также комбинациями (на базе мажоритарной логики) сигналов от разных детекторов. T3 и T4 являются по сути программными фильтрами и работают асинхронно с BCO. T3 уменьшает уровень триггера примерно вдвое, используя ту же логику, что и T2, но на основе цифровой информации; T4 использует полную программу реконструкции, аналогичную основной "off-line"-программе реконструкции DELPHI. Существенной особенностью системы триггера является высокая переопределённость, что обеспечило надёжность, стабильность а также возможность независимого определения эффективности отдельных компонент триггера. Глобальная эффективность триггера к событиям с распадом Z в мюоны или электроны совместима с 1 на уровне 10^{-4} , одотрековая эффективность для $P_T > 1$ ГэВ/с больше 95%.

– Система сбора данных базируется на стандарте ФАСТБАС. Всего в DELPHI используется ~ 150 корзин ФАСТБАС и около 70 микропроцессоров (16 МГц M68020 "FIP"), соединённых с центральным VAX- кластером по Ethernet.

Во второй главе дано подробное описание электромагнитного калориметра в области малых углов STIC [1,2,5].

В начале 1994 года в DELPHI был установлен новый электромагнитный калориметр малых углов (the Small angle Tile Calorimeter-STIC) с целью обеспечения измерения светимости с точностью 0,1% (важно для LEP100) и улучшения герметичности и энергетического разрешения DELPHI в области малых углов (особенно важно для LEP200). STIC состоит из трёх частей:

- калориметра;
- детектора максимума ливня;
- сцинтилляционного "вето" годоскопа.

В работах [1,2,5] описаны в основном конструкция и результаты работы калориметрической части детектора, так как именно эта часть была изготовлена в ИФВЭ и играла решающую роль в измерениях 1994-1995 гг.

Калориметр STIC

STIC (см. рис.3) состоит из двух независимых цилиндров (А и С), расположенных на расстоянии $\pm 2,2$ м от точки взаимодействия.

DELPHI STIC

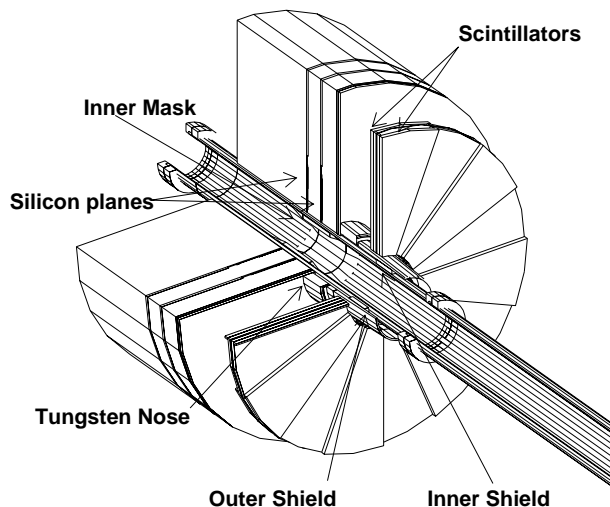


Рис. 3. Общий вид одного плеча калориметра STIC.

Каждый цилиндр, в свою очередь, состоит из двух независимых полу-цилиндров, смонтированных вокруг вакуумной камеры LEP. Калориметр перекрывает диапазон углов $29 \div 185$ мрад по θ ($65 \div 420$ мм по радиусу). STIC состоит из 47 слоёв свинцовых пластин толщиной 3 мм, обклеенных стальной фольгой (200 мкм). На пластинах с высокой точностью смонтированы сцинтилляционные пластины толщиной 3 мм (см. рис.4). Полная толщина детектора $\sim 27X_0$. Плоскости конвертора непрерывны, и пластины закреплены на них с помощью штифтов.

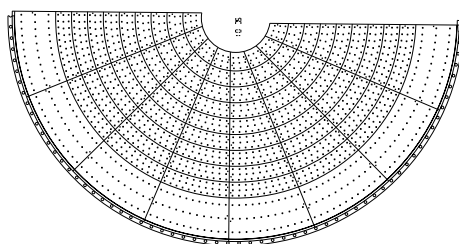


Рис. 4. Вид основного элемента STIC- плоскости конвертора с сцинтилляционными пластинами.

Пластины сцинтиллятора оптически изолированы друг от друга с помощью листов и полосок белого пластика Tyvek толщиной 120 мкм и разбивают плоскость на 10 колец, 16 секторов. С увеличением номера слоя все кольца проективно расширяются, и соответствующие пластины группируются в 160 проективных башен. Эта конструкция реализована впервые и позволяет избежать проблем с неоднородностью отклика, типичных для калориметров, состоящих из отдельных счётчиков, даёт возможность построения проективной структуры “башен” калориметра и обеспечивает точность внутренней структуры калориметра ≤ 50 мкм.

Светосбор осуществляется спектросмещающими волокнами (Y-7), диаметром 1 мм, идущими перпендикулярно плоскостям калориметра через отверстия в плоскостях и пластинах. Плотность волокон ~ 8 фиб./см². Эта концепция светосбора получила развитие благодаря усилиям групп ИФВЭ и ИЯИ-РАН и получила на западе название “шашлык”.

STIC — один из немногих детекторов в мире, использующих в качестве фотодетектора вакуумные тетроды (Hamamatsu 1” R2149-03), которые работают в магнитном поле 1,2 Т. Они дают в этих условиях усиление порядка 15.

Измерение светимости с точностью 0,1% требует мониторингования всех каналов калориметра и триггерной системы. С этой целью в ИФВЭ была разработана система мониторингования на базе светодиодов (10CR-ND). Она позволяет посылать световые сигналы переменной амплитуды на любой набор башен. Долговременная стабильность системы проверялась в течение 8 часов (характерное время жизни пучков) в реальных условиях LEP и составила $\pm 0,15\%$.

Параметры детектора

1. Разрешение по энергии. Зависимость разрешения калориметра от энергии и линейность отклика были изучены в тестах на электронном пучке CERN (см. рис.5.)

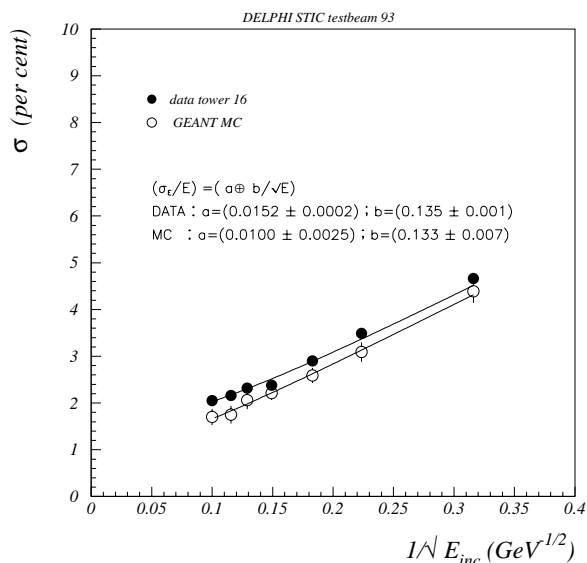


Рис. 5. Зависимость разрешения калориметра от $1/\sqrt{E}$.

Она хорошо описывается формулой $\sigma_E/E = 13,5\%/\sqrt{E} \oplus 1,52\%$, вклад от шумов фототетрода в разрешение пренебрежимо мал. Линейность калориметра в изученном диапазоне энергий лучше 1%.

В течение двух лет работы калориметром было зарегистрировано порядка 4 миллионов событий рассеяния электронов на малые углы. Калориметр продемонстрировал высокую надежность, за весь период работы всего 3 канала были отключены в течение короткого периода из-за разрядов тетродов. Для получения адекватного

разрешения калориметра необходимо было разработать процедуры вычитания когерентного фона, коррекции модуляции отклика, вызванной оптическими волокнами, коррекции небольшого общего падения отклика калориметра на $\sim 2\%$ в год.

Анализ показал, что для пособытийного вычитания когерентного шума достаточно вычислять средний сигнал для башен одного полуцилиндра, не занятых ливнем.

Калибровочные коэффициенты $\{c_i\}$ находятся путём минимизации методом итераций величины:

$$\sum_{k=1}^{N_{ev}} \left(\sum_{j=1}^{160} c_j ADC_j^k - E_{beam} \right)^2,$$

пока $\delta c_i < 0,01\%$. Здесь ADC_j^k — это сигнал после вычитания пьедестала (в отчётах АЦП) для канала j в событии k . Эта процедура периодически повторялась (примерно раз в месяц), для учёта изменения отклика калориметра со временем.

Пространственные неоднородности отклика учитывались путём составления на большой статистике карты отклика. Энергетическое разрешение после калибровки $\sigma_E = 3,5\%$. Она становится равной $\sigma_E = 3,2\%$ после вычитания когерентного шума и $\sigma_E = 2,6\%$ после поправок на пространственную неоднородность. Окончательное разрешение $2,6\%$ близко к предсказаниям Монте-Карло — $2,5\%$.

2. Реконструкция радиуса ливня. Первый шаг реконструкции радиуса заключается в определении кривой $\epsilon(r) = \log\left(\frac{A_i}{A_{i+1}}\right)$, где r — расстояние центра ливня в радиальном направлении, измеряемое от границы между кольцами i и $i+1$. A — это амплитуда сигнала в соответствующем кольце. Для определения этой зависимости два модуля STIC были откалиброваны на тестовом электронном пучке CERN (пучок X5). Для определения точки входа электронов в калориметр использовался телескоп полупроводниковых трековых детекторов, обеспечивающий точность 40 мкм. Обратная функция $(\epsilon^{-1}(\log\left(\frac{A_i}{A_{i+1}}\right)))$ даёт желаемую зависимость, которая приводит к характерному виду ошибки измерения от r - типа “чайка” (см. рис.6) $\sigma(r) = 0,12 - \frac{0,1}{1+(|r|/0,3)^3}$ см. Разрешение равно ~ 200 мкм на границе между кольцами и ухудшается до $1,2$ мм в центре кольца.

Из-за разницы в геометрии тестовых измерений и реальной геометрии области пересечения пучков измерение радиуса по определённой выше зависимости содержит в себе систематическую ошибку. Соответствующая поправка $\xi(r)$ определялась из сравнения наблюдаемого радиального распределения событий Vhabha ($N(r)$, см. рис. 7) и известной 'a priori' $\nu(r)$, которая является сверткой теоретического распределения ($\sim r^{-3}$) и функции разрешения “чайка”.

Так как $N(r) = \nu(\xi(r)) \frac{d\xi}{dr}$, интегрируя, легко получить $\xi(r) = \Phi^{-1}(F(r) + \alpha)$, где $\Phi(\xi) = \int^\xi \nu(\rho) d\rho$, $F(r) = \int^r N(\rho) d\rho$ и α — константа, которая может быть вычислена из известной геометрии границ между кольцами. Определённая поправка $(\xi(r) - r)$ меняется в пределах ± 300 мкм, т.е весьма существенна для определения светимости. Корректность этой процедуры вычисления поправки была проверена на части статистики, в которой работал детектор максимума ливня, путём сравнения радиусов, независимо реконструированных двумя детекторами.

TESTBEAM-93

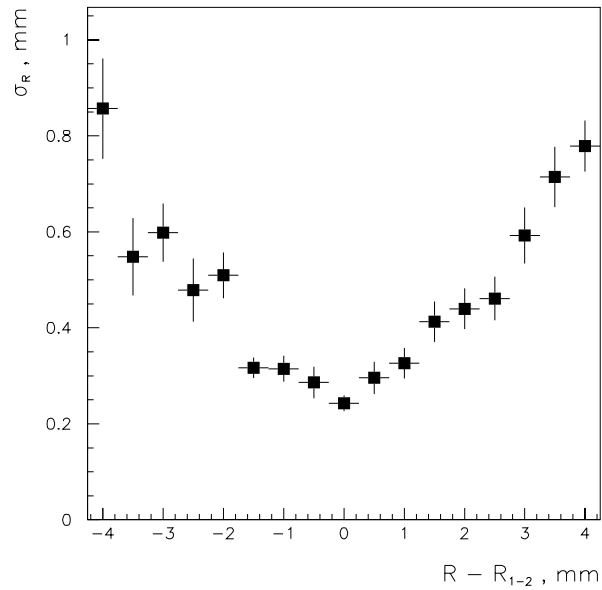


Рис. 6. Зависимость пространственного разрешения STIC в радиальном направлении от расстояния до границы между кольцами.

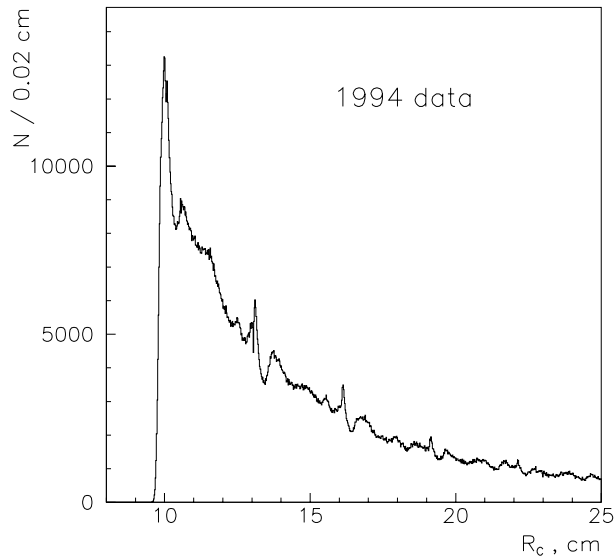


Рис. 7. Наблюдаемое радиальное распределение $N(r)$ для событий Vhabha рассеяния. Двухглавая структура на границе между кольцами является результатом свертки истинного распределения с функцией разрешения детектора. Широкая модуляция распределения вызвана систематикой в реконструкции радиуса.

Измерение светимости с помощью STIC

Процедура измерения светимости в эксперименте DELPHI подробно изложена в [3]. Точное измерение светимости играет ключевую роль в физике LEP, так как служит основой измерения сечений ряда процессов в области Z-пика. Например, измерение сечения образования адронов ведёт к известному ограничению на число типов нейтрино. Более того, точные измерения имеют прямое отношение к поиску бозона Хиггса, так как из результатов глобального фита всех данных получается ограничение на массу бозона $M_H < 600 \text{ ГэВ}/c^2$.

Светимость на LEP измеряется путём счёта числа событий реакции рассеяния электронов на малые углы (Bhabha-рассеяние) $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(n\gamma)$. Масштаб требуемой точности измерений задаётся неопределённостью теоретических вычислений $\sim .11\%$

Для прецизионного измерения необходимо точно задать геометрический аксептанс, в котором регистрируются события реакции. Ошибка δL существенно зависит от точности знания внутреннего радиуса области геометрического аксептанса детектора. Наблюдаемое сечение рассеяния Bhabha $\sigma^{acc} \simeq \frac{1}{\theta_{min}^2}$ и, следовательно, $\frac{\Delta\sigma^{acc}}{\sigma^{acc}} \simeq 2\frac{\Delta r_{min}}{r_{min}}$. В нашем случае $r_{min} \simeq 10 \text{ см}$ и требование $\frac{\Delta L}{L} < 0,1\%$ означает $\Delta r_{min}^{syst} < 50 \text{ мкм}$.

Расположение одного из детекторов STIC на пучке показано на рис.8.

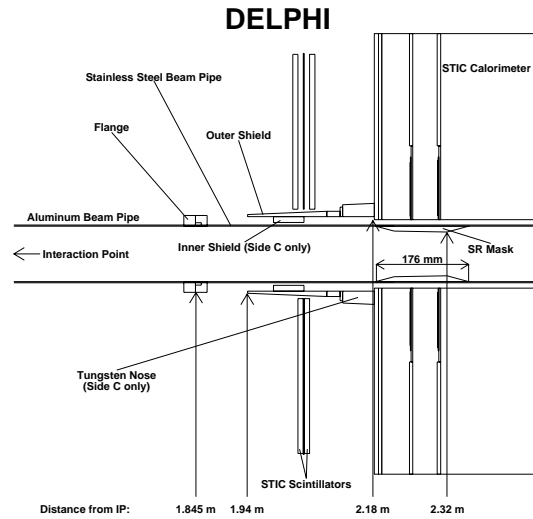


Рис. 8. Геометрия расположения одного из детекторов STIC на пучке.

Минимальный угол аксептанса в “правом” детекторе (STIC-C) определяется с помощью прецизионно обработанной проективной вольфрамовой “маски” (обозначенной на рисунке как “nose”), перекрывающей первое кольцо калориметра. Точность изготовления $\sim 15 \text{ мкм}$. Отбор по энергии ливня на стороне “С” приводит из-за поглощения энергии в маске к автоматическому заданию внутреннего радиуса аксептанса с точностью $\sim 25 \text{ мкм}$, что было проверено на тестовом пучке. Внешняя граница аксептанса задаётся по радиусу центра тяжести ливня, определяемого

калориметром ($R_{max} = 28$ см). Аксептанс на противоположной стороне (STIC-A) задаётся менее “жёстким”: $R_{min} = 7$ см., $R_{max} = 31$ см. Это делается для того, чтобы ликвидировать линейную часть зависимости аксептанса от движения центра области взаимодействия пучков в плоскости, перпендикулярной оси столкновения (как известно, координаты центра тяжести области взаимодействия пучков (IP) меняются от одного цикла работы LEP (“заполнения”) к другому (см. ниже)).

Достоинства применяемого метода очевидны, недостатком является то, что “жёсткий” аксептанс задаётся маской, и нельзя чередовать от события к событию сторону, на которой задаётся “жёсткий” аксептанс (метод Барбеллини). Это приводит к линейной зависимости углового аксептанса от продольного движения области взаимодействия пучков (ось z). Контроль над $\frac{\Delta L}{L}$ с точностью лучше 0,1% означает контроль $\Delta z_{IP} \simeq 1$ мм. Так как $\frac{2 \times z_{IP}}{d} \simeq \frac{r_A - r_C}{r_A + r_C}$, где $d = 4,4$ м — расстояние между калориметрами, а r_A ; r_C — реконструированные радиусы ливней в калориметрах А и С, измерение $(r_A - r_C)$ должно иметь точность лучше 100 мкм.

Топология события Bhabha рассеяния — два электромагнитных ливня в левом и правом детекторах STIC с энергией, близкой к энергии пучка. Основной фон — от случайных совпадений электронов из гало пучка. Фон эффективно подавляется отбором по энергии ливней с максимальной энергией на сторонах А и С: $E_{maxA,C} > .65E_b$. Чтобы продемонстрировать, что энергетический отклик калориметра мы понимаем на адекватном уровне, на рис.9 приведена зависимость интегральной светимости 1994 года как функция отбора по минимальной (из двух) энергий. Видно, что изменения заметно меньше 0,02%.

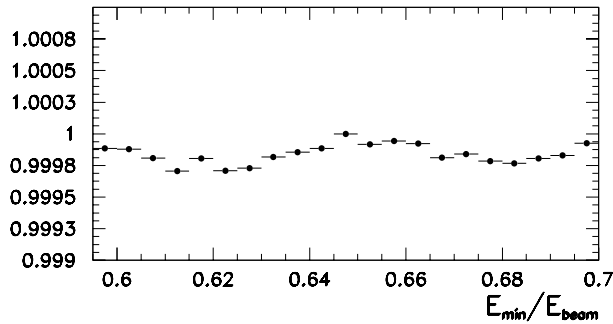


Рис. 9. Изменение светимости в зависимости от отбора по E_{min} — минимальной энергии из E_A и E_C .

Второй отбор, необходимый для выделения событий Bhabha — по углу акомпланарности, т.е разнице в азимутальных углах центров тяжести ливней на сторонах А и С: $160^\circ < \delta\phi < 200^\circ$.

Как уже отмечалось, основной источник систематики в измерениях светимости в DELPHI — это неопределённость в продольной координате точки взаимодействия пучков (IP). Точка взаимодействия определяется для каждого “заполнения” путём минимизации выражения $\sum_{k=1}^{N_B} \frac{d_k^2}{\sigma_k^2}$, где d_k — расстояние от IP до прямой линии, соединяющей центры ливней в калориметрах А и С, а N_B — количество событий

Vhabha в одном ”заполнении”. Небольшая поправка вводится при этом для учёта искривления траекторий в магнитном поле.

Соответствующая статистическая ошибка получается равной $\delta z_{IP} = 100$ мкм для $N_B = 10^4$. Зависимость реконструированного положения z_{IP} от номера ”заполнения” представлена на рис.10. ”Скачки” в зависимости в основном обусловлены отключениями отдельных ВЧ-резонаторов LEP. Ключевым моментом является контроль систематики в реконструкции радиуса ливня по всей площади калориметра.

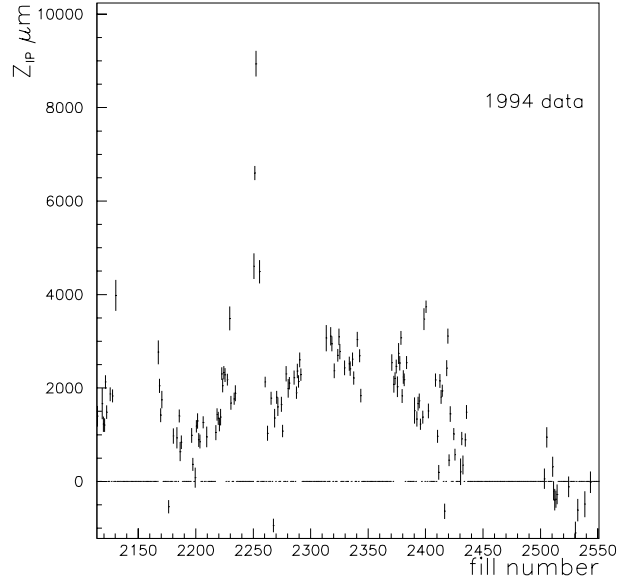


Рис. 10. Реконструированная z - координата центра области взаимодействия пучков (мкм) в зависимости от номера ”заполнения”.

На рис.11 показана зависимость z_{IP} от среднего радиуса ($\bar{r} = \frac{r_A+r_C}{2}$). Видно, что для области $\bar{r} > 12$ см систематика меньше $\pm 0,3$ мм, что соответствует систематической ошибке в измерении радиуса меньше ± 40 мкм. Окончательный вклад неопределённости в реконструкции z_{IP} в измерение светимости $\sim 0,04\%$. В работе [3] проанализированы и некоторые другие источники систематики:

- Измерение расстояния между модулями STIC $\delta L/L = 6 \times 10^{-4}$.
- Температурные эффекты $\delta L/L = 2 \times 10^{-4}$.
- Точность изготовления ”маски” $\delta L/L = 4 \times 10^{-4}$.
- Отбор по энергии $\delta L/L = 3 \times 10^{-4}$.
- Отбор по углу акомпланарности $\delta L/L = 1 \times 10^{-4}$.
- Отбор по внутреннему радиусу геометрического акцептанса на стороне А $\delta L/L = 2 \times 10^{-4}$.
- Отбор по внешнему радиусу геометрического акцептанса на стороне С $\delta L/L = 2 \times 10^{-4}$.
- Вычитание фона $\delta L/L = 2 \times 10^{-4}$.
- Неэффективность триггера $\delta L/L = 2 \times 10^{-4}$.

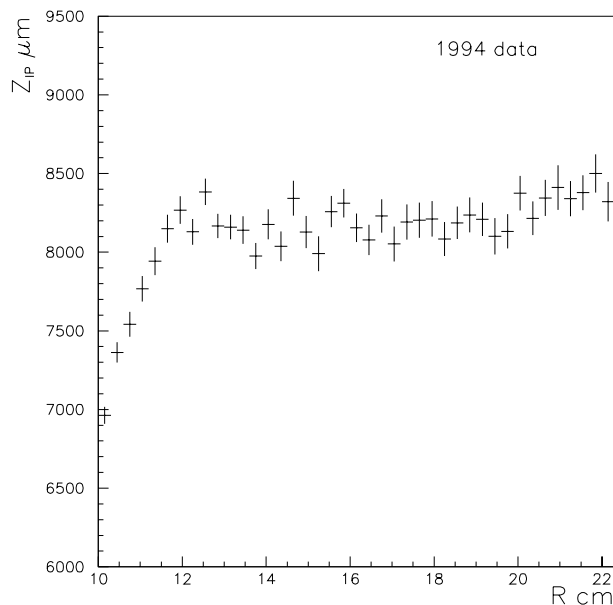


Рис. 11. z-координата IP (мкм) в зависимости от \bar{r} для событий Vhabha.

Суммируя различные вклады, получаем полную ошибку измерений 0,09%.

В заключение этой главы отметим, что калориметр STIC находится в эксплуатации в составе установки DELPHI с 1994 г. и достиг проектных параметров:

- Энергетическое разрешение 2,6% на 45 ГэВ;
- Систематика в реконструкции радиуса <50 мкм;
- Систематическая ошибка в измерении светимости меньше 0,1%.

В третьей главе описан передний мюонный годоскоп (HOF) DELPHI [4,5].

Одной из важнейших задач установки DELPHI является регистрация мюонов, необходимая для решения целого ряда задач, например для прецизионного измерения сечения и зарядовой асимметрии в реакции $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$, поиска хиггсовского бозона в распаде $Z \rightarrow \mu^+\mu^-H$. Для прецизионных измерений существенным является точное знание эффективности регистрации (лучше 1%), которая достигается лишь при условии высокой эффективности ($\geq 90\%$) детекторов, участвующих в выработке мюонного триггера, и условии переопределения триггера. Система триггера DELPHI более подробно описана в первой главе, рассмотрим основные особенности триггера в торцевой части установки для пояснения места мюонного годоскопа в общей системе триггера.

Мюонный триггер “вперёд” состоит из двух дополняющих друг друга компонент: “калориметрической”, на базе триггеров на минимально-ионизирующую частицу от адронного (HCAL) и электромагнитного (FEMC) калориметров, и “внешней”, которая вырабатывается детекторами, расположенными за ярмом магнита — передними мюонными камерами (MUF) и передним мюонным годоскопом (HOF). Передние мюонные камеры, в силу своих временных характеристик, не участвуют в триггере 1-го уровня, функцию “внешнего” триггера 1-го уровня несёт поэтому

мюонный годоскоп. Естественным триггером на процессы с двумя мюонами в разных полусферах является совпадение соответствующих квадрантов двух плоскостей годоскопа. Достигнутый низкий уровень шумов счётчиков позволил ввести такой триггер непосредственно во второй уровень. Привлекательность этого триггера в простоте и независимости от других детекторов.

Кроме функции мюонного триггера первого и второго уровня, годоскоп является единственным детектором, вырабатывающим триггер на мюонное гало LEP, которое, собственно, и было обнаружено с помощью HOF в первые дни работы LEP. Мюоны гало интенсивно используются для калибровок передних трековых детекторов DELPHI и MUF.

Временное разрешение детектора позволяет использовать его также для подавления фона космических мюонов.

Передний годоскоп DELPHI [4] был разработан, сконструирован и изготовлен в ИФВЭ в 1986-1988 гг., и после стендовых испытаний в начале 1989 года был установлен на пучок в составе DELPHI. Годоскоп успешно отработал в семи длительных сеансах 1990-1996 гг.

Конструкция мюонного годоскопа

Общий вид детектора приведён на рис.12.

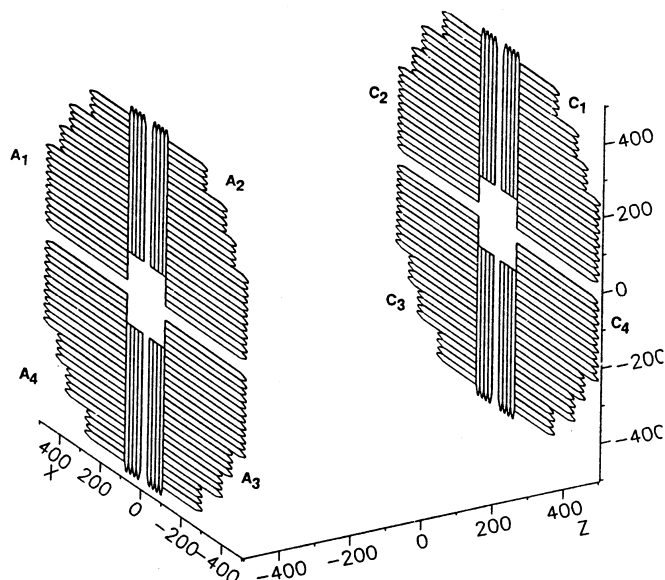


Рис. 12. Схематическое изображение переднего мюонного годоскопа DELPHI.

Детектор состоит из двух независимых годоскопов "А", расположенного со стороны прихода банчей e^+ и "С" со стороны e^- . Каждый годоскоп разделён на 4 квадранта по 28 счётчиков в каждом. Счётчики сделаны из экструдированного сцинтиллятора на базе полистирола, имеют толщину 1 см, ширину 19,5 см и длину 190-400 см. Счётчики расположены в один слой с небольшим перекрытием между соседями и просматриваются с одного конца ФЭУ, экранированными от рассеянного магнитного поля. Годоскопы размещены в 45-мм зазоре между торцевым ярмом и второй

плоскостью передних мюонных камер. Общая площадь одного годоскопа $\sim 75\text{м}^2$. Среди ограничений, определяющих конструктивные особенности детектора, стоит отметить:

1. Ограниченность места, отведённого под детектор, что определило довольно малую толщину сцинтиллятора (1 см).
2. Невозможность размещения ФЭУ с двух концов счётчиков, что означает необходимость эффективной регистрации сигналов с дальнего конца сцинтиллятора ($\sim 4\text{м}$).
3. Жёсткое требование на уровень триггера от годоскопа — $f < \sim 200$ Гц, задающее уровень шума от индивидуального счётчика ~ 100 Гц.

Выбор ФЭУ осуществлялся путём тщательного сравнения квантовой чувствительности, собственных шумов и временных характеристик нескольких типов ФЭУ. Как уже отмечалось выше, предельный допустимый уровень триггера от годоскопа — $F < \sim 200$ Гц. В худшем случае, когда триггер — это “OR” всех 224 каналов в совпадении с $\sim 50\text{нс}$ воротами, вырабатываемыми по сигналу пересечения банчей LEP(BCO), принимая во внимание частоту встречи банчей LEP ~ 45 КГц, получаем для уровня триггера от шумов $F = 224 \times f \times 50 \times 10^{-9} \times 45 \times 10^3 \sim .5 \times f$, где f — это частота шумов с одного ФЭУ. Для $F < \sim 200$ Гц имеем $f < \sim 100$ Гц.

Нами были исследованы 4 типа ФЭУ: ФЭУ-30, ФЭУ-93, ФЭУ-118 и ФЭУ-143-1, наиболее подходящие по геометрическим характеристикам. Лучшим, с точки зрения соотношения чувствительности фотокатода и шумов, оказался ФЭУ-118. В качестве высоковольтного делителя был использован вариант, предложенный фирмой-изготовителем: делитель слаботочный ~ 200 мка, подпитка не используется ввиду слабой загрузки ФЭУ.

Электроника детектора функционально состоит из четырёх частей:

1. Регистрации и триггера.
2. Сбора данных.
3. Тестирования и мониторинга.
4. ВВ и низковольтного питания.

Триггер собран с использованием стандартных модулей системы NIM и ряда специализированных модулей КАМАК. Сигналы с квадрантов “А” приходят на дискриминатор (LRS621cl), с выхода которого через задержку подаются на программируемый блок совпадений (CAEN81a), куда приходят также четыре сигнала с квадрантов “С”. Блок стробируется сигналом пересечения банчей WNG-BCO, который приходит от блока “Пандора”. Блок запрограммирован на выработку сигнала $(A_1 \wedge C_4) \vee (A_2 \wedge C_3) \vee (A_3 \wedge C_2) \vee (A_4 \wedge C_1)$, который в схеме триггера DELPHI получил обозначение HOF_{BB} и является триггером на процесс $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$. Аналогично на стороне “С” формировался сигнал $HOF_{HOR} (A_1 \wedge C_2) \vee (A_2 \wedge C_1) \vee (A_3 \wedge C_4) \vee (A_4 \wedge C_3)$ - триггер на мюонное гало пучков LEP. После преобразования NIM-ECL эти сигналы передаются на вход центральной системы триггера DELPHI. Ещё два независимые триггера вырабатываются с помощью специализированного триггерного

блока, расположенного в каркасе КАМАК: сигналы от квадрантов стробируются, преобразуются в ECL и передаются в центральный триггер, где есть возможность запрограммировать из восьми поступающих сигналов любую логическую функцию, в частности используются триггеры $HOF_A = A_1 \wedge A_2 \wedge A_3 \wedge A_4$, аналогичный сигнал HOF_C ; $HOF_A \wedge HOF_C$ и т.д. Как уже отмечалось, триггер HOF_{BV} является триггером второго уровня, т.е. запускает систему сбора данных, а все остальные — триггеры первого уровня, они подаются на вход мюонного триггера второго уровня, который вырабатывается на основе информации от передних мюонных камер.

Система сбора данных HOF базируется на дополнительном контроллере КД-306, удовлетворяющем требованиям стандарта EUR6500. Контроллер КД-306 начинает работу по внешнему импульсному сигналу “Пуск”, вырабатываемому по сигналу триггера второго уровня DELPHI-T2. Получив управление в крейте в результате арбитража, он адресует буферную двухпортовую 1-Мбайт память HFB в цикле географического адреса ФАСТБАС. Второй каркасный сегмент HFB доступен находящемуся в каркасе ФАСТБАС процессору FIP. Кроме этого потока, по которому передаётся информация с регистров годоскопа, существует второй поток: сигналы “OR” с восьми квадрантов подаются непосредственно на ВЦП LTD, которые читаются FIP.

Контроллер КД-306 работает совместно с крейт-контроллером типа A2 MacCC, которым управляет персональный компьютер “Macintosh-2” через карту “Micron”, установленную на “Nu-Bus” “Macintosh-2”. Эта ветвь системы сбора данных активно использовалась на этапе автономных стендовых испытаний счётчиков годоскопа (см. ниже), при отладке элементов системы сбора данных и триггера перед периодами набора данных и в режиме “spy” во время работы основной системы сбора данных для получения оперативной информации о состоянии годоскопа.

Программная часть основной ветви системы сбора данных является частью общей системы DELPHI, on-line контроль “Macintosh-2” создан в контексте операционной системы “MacUA1”.

Калибровка счётчиков, результаты стендовых испытаний

Специфика работы годоскопа на встречных e^+e^- -кольцах создаёт серьёзные трудности для настройки и калибровки детектора после его монтажа. Поэтому особое внимание уделялось настройке параметров годоскопа непосредственно перед монтажом. Нами была разработана и использована следующая процедура калибровки:

1. На стенде, после 12-часовой выдержки, все ФЭУ исследовались на шум при различных напряжениях.
2. Проводилась сортировка и отбор ФЭУ. При этом более длинные счётчики оснащались фотоумножителями с большей паспортной чувствительностью и относительно меньшими шумами.

3. Собранные счётчики укладывались в стопку, и для каждого из них была снята индивидуальная зависимость эффективности на космических мюонах, проходящих через дальний от ФЭУ конец, от ВВ напряжения. Триггер формировался совпадением трёх определяющих счётчиков. Рабочее значение ВВ устанавливалось на 50 В выше начала плато, при этом все счётчики (в отсутствии оптического контакта) имели эффективность не ниже 96%. Все данные записывались на диск ЭВМ “Macintosh-2”, который обеспечивал автоматизацию этих, довольно продолжительных испытаний. Основная масса ФЭУ имела шумы (при рабочем напряжении) меньше 200 Гц.
4. Для каждого счётчика была снята зависимость эффективности от амплитуды, подаваемой на светодиод при рабочем напряжении.

Полученная информация использовалась в дальнейшем для настройки детектора после монтажа и отслеживания нестабильностей. В ходе стендовых испытаний была также проведена оценка количества фотоэлектронов с дальнего конца длинных счётчиков. Типичным значением является 7 ф.э. при пороге электроники ~ 2 ф.э. После монтажа годоскопа и первых тестовых измерений со включенным магнитом было обнаружено ожидаемое $\sim 20\%$ уменьшение сигнала от некоторых счётчиков. Тогда для компенсации этого эффекта между ФЭУ и световодом для обеспечения оптического контакта были вставлены силиконовые шайбы.

Параметры и характеристика работы детектора, полученные на реальной статистике

С момента запуска годоскопа осенью 1989 г., он непрерывно функционировал в семи длительных сеансах измерений в 1990-1996 гг., общее время работы ~ 50 месяцев. Характерный уровень триггера NOF_A и NOF_C был ~ 200 Гц и определялся в основном шумами счётчиков, а триггера $NOF_{VV} \sim 0,15 \div 3$ Гц, в зависимости от фоновых условий (мюонное гало пучков). Анализ работы годоскопа осуществлялся на реконструированных событиях $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -распада. При определении эффективностей использовалось переопределение триггера DELPHI: отбирались события в области углового аксептанса годоскопа ($20^\circ < \theta < 43^\circ$), которые имели сработавшие “триггерные биты” от других подсистем переднего триггера (например, адронного калориметра). Эффективность равна, очевидно, доле событий, в которых есть бит от одного из триггеров годоскопа. Определённая таким образом эффективность триггеров $NOF_A \vee NOF_C$ и NOF_C показана на рис. 13. Усреднённая зависимость эффективности счётчиков от расстояния до ФЭУ приведена на рис. 14. Видно, что эффективность на удалённом от ФЭУ конце (4м для длинных счётчиков) не деградирует. Из приведённых данных видно, что усреднённая по сеансу эффективность отдельного счётчика $\sim 90\%$. Она определялась в основном полемками предусилителей и триггерной электроники.

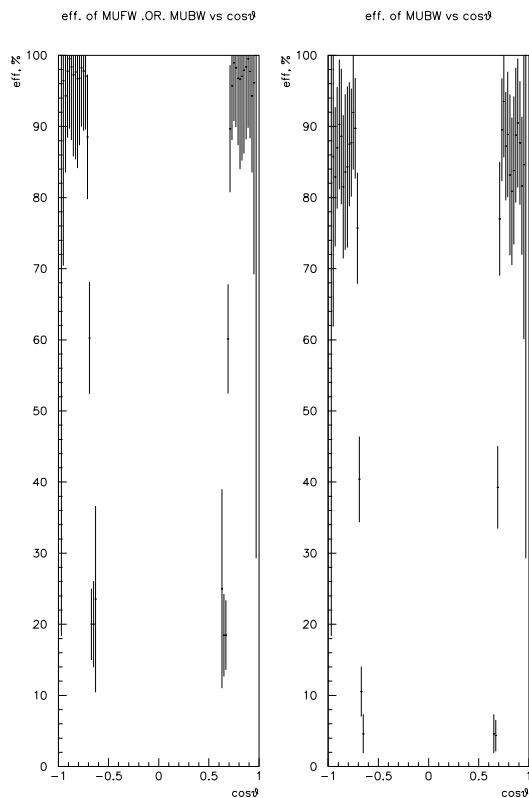


Рис. 13. Эффективность триггеров $HOF_A \vee HOF_C$ и HOF_C от угла.

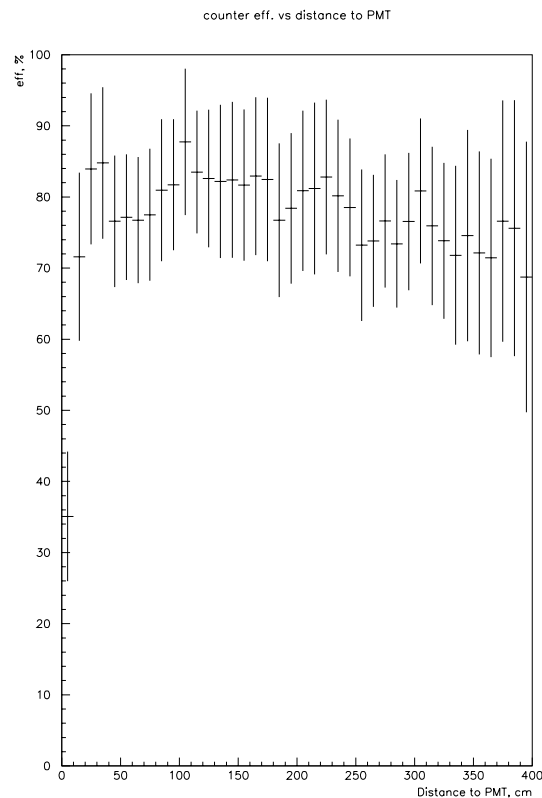


Рис. 14. Зависимость эффективности счётчиков от расстояния до ФЭУ.

Некоторые данные по временному разрешению приведены на рис.15. Если учесть, что цена отчёта LTD равна 2 нс, видно, что эффективное временное разрешение плоскости годоскопа $\sigma_t \sim 9$ нс. На рис.16 построена корреляция между временем прихода сигнала от квадранта и расстоянием от точки пересечения мюонного трека с плоскостью годоскопа до ФЭУ соответствующего счётчика. Определённый из этих данных коэффициент корреляции, характеризующий эффективную скорость распространения света в счётчике $\alpha \sim 5,5$ нс/м. Временное распределение после учёта этой корреляции показано на рис.15 б и имеет $\sigma_t \sim 6$ нс.

Эту величину можно считать “off-line” временным разрешением годоскопа. Если учесть, что время пролёта космического мюона или мюона из гало пучка между двумя плоскостями годоскопа составляет ≥ 25 нс, видно, что временная информация может быть использована (и используется) для отделения этих мюонов от $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$. Интересным примером использования временной информации годоскопа является процедура калибровки передних пропорциональных камер DELPHI: калибровка ведётся на мюонах “гало”, которые выделяются с помощью триггера HOF_{HOR} , при этом важно знать, с какой стороны установки прилетел мюон: “правые” мюоны используются для калибровки “левых” камер и наоборот.

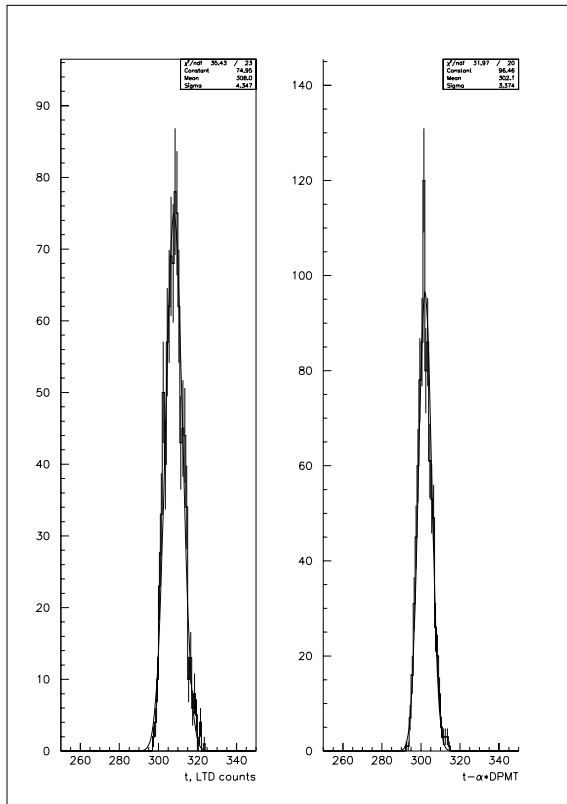


Рис. 15. Распределение по времени появления сигнала "OR" со стороны С: а) без поправки; б) с учётом корреляции (один отчёт равен 2 нс.).

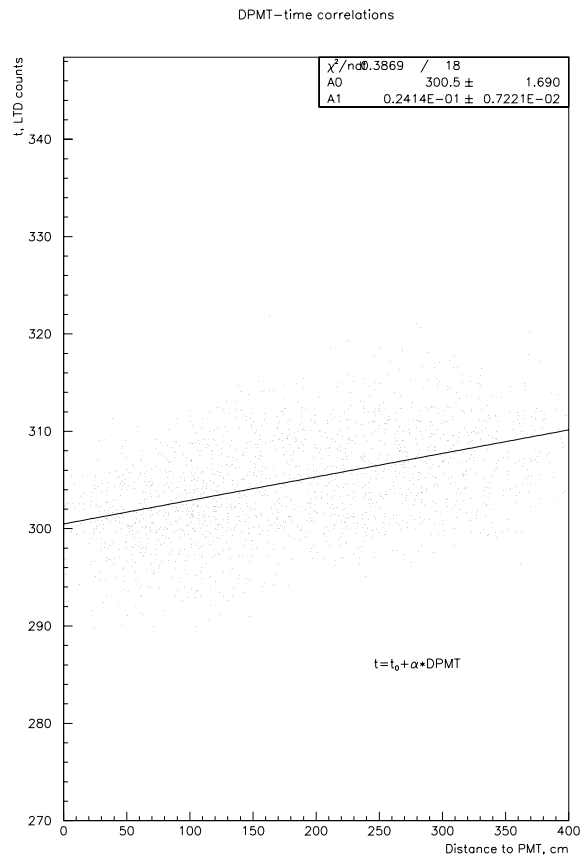


Рис. 16. Распределение по времени появления сигнала "OR" со стороны С: а) без поправки; б) с учётом корреляции (один отчёт равен 2 нс.).

Четвёртая глава посвящена поискам бозона Хиггса в области масс 0–60 ГэВ/c² [7-13].

После открытия t-кварка, бозон Хиггса (H) является единственной ещё не обнаруженной фундаментальной частицей в стандартной модели. Более того, когда говорят, что СМ блестяще подтверждается опытами, забывают, что важнейший аспект модели — механизм Хиггса пока не имеет подтверждения. Трудности поиска H обусловлены в первую очередь тем, что он слабо (точнее, полуслабо) связан с обычным веществом: $g_f \sim m_f/v$, здесь m_f — масса фермиона (например, u-, d-кварков), v — вакуумное среднее хиггсовского поля; $v = (\sqrt{2}G_F)^{-1/2} = 246$ ГэВ/c².

Так как масса топ-кварка велика $m_t > 89$ ГэВ/c², не существует теоретических ограничений на массу H снизу. До начала работы LEP было выполнено большое число экспериментов по поиску H в диапазоне масс от нескольких электрон-вольт до нескольких ГэВ. Стоит отметить поиски отклонений в рентгеновских спектрах мезоатомов (PSI), чувствительных к H с массой меньше 3 МэВ; поиск $0^+ \rightarrow 0^+$ — ядерных переходов (3 МэВ $< M_H < 11,5$ МэВ); поиски в распадах π, K, η', Υ

($2m_e < M_H < 5 \text{ ГэВ}/c^2$). Все поиски дали отрицательные результаты, однако чувствительность многих экспериментов остаётся под вопросом из-за модельной зависимости констант связи H с нуклонами и лёгкими мезонами. Одна из основных неопределённостей заключается в величине $Br(H \rightarrow \pi\pi)$, ограничения из распадов Υ очень чувствительны к релятивистским поправкам потенциала, приводящим к уменьшению $Br(\Upsilon \rightarrow \gamma H)$. Поэтому на LEP поиски H были начаты в некотором смысле с “нуля”.

LEP является идеальным местом для поиска бозона Хиггса, так как константа связи HZZ^* не мала, а она приводит к распаду $Z \rightarrow Z^*H \rightarrow \bar{l}lH$ (см. рис.17).

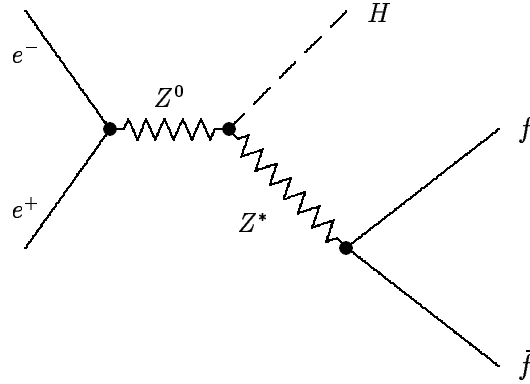


Рис. 17. Процесс образования Хиггсовского бозона на LEP.

Интересно отметить, что для $M_H \sim 0$ $Br(Z \rightarrow \bar{l}lH)/Br(Z \rightarrow \bar{l}l) \sim \alpha$, т.е. излучение H “стоит” столько же, сколько излучение фотона. Именно поэтому этот процесс получил название “Higgstrahlung”. По мере увеличения массы H отношение падает из-за пропагатора виртуального Z .

Прежде чем перейти к рассмотрению результатов, необходимо проанализировать статистические аспекты поиска редких процессов.

Определение доверительных интервалов для процессов с малой статистикой в нескольких каналах распада; учёт разрешения при построении доверительных интервалов

При поисках редких процессов, когда в результате эксперимента наблюдается несколько событий, которые могут быть фоном, верхний предел на сигнал, как правило, вычисляется из уравнения, рекомендуемого группой PDG:

$$CL = 1 - \frac{e^{-\sigma} \cdot \sum_{k=0}^n (\sigma + b)^k / k!}{\sum_{k=0}^n b^k / k!}, \quad (1)$$

здесь CL — это уровень достоверности; n — число наблюдающихся событий; b — среднее число фоновых событий (известное); σ — искомый верхний предел на сигнал. Уравнение (1) справедливо для процессов с пуассоновой вероятностью $P(n; s) = \frac{e^{-(s+b)} \cdot (s+b)^n}{n!}$.

Легко учесть и неопределённость в знании среднего фона b . Для известной функции разрешения $g(b, \beta)$:

$$CL = 1 - \int_0^{\infty} g(b, \beta) d\beta e^{-(\sigma+\beta)} \cdot \sum_{k=0}^n \frac{(\sigma + \beta)^k}{k!} / \int_0^{\infty} g(b, \beta) d\beta e^{-\beta} \cdot \sum_{k=0}^n \frac{\beta^k}{k!} . \quad (2)$$

На практике поиска редких процессов часто случается, что искомый эффект (например, образование бозона Хиггса) распределён по нескольким модам распада с известной относительной вероятностью (p_i) и известен средний фон (b_i) в каждой моде. Эта новая информация может быть, в принципе, использована при вычислении верхнего предела, и выведение соответствующего обобщения формулы (1) является первой целью работы [6].

Другая ситуация возникает (опять-таки при поиске бозона Хиггса), когда надо определить нижний предел для непрерывного параметра (масса бозона Хиггса) в процессе, где полное число событий подчиняется пуассоновской статистике, а среднее является известной функцией параметра (массы). Этот случай также анализируется в [6].

Определение верхнего предела на среднее пуассоновского процесса с несколькими модами

Уравнение (1) было получено в рамках байесовского подхода, который в общем случае приводит к следующему уравнению для верхнего предела σ на параметр s -процесса с функцией вероятности $W(n; s)$:

$$1 - CL = \frac{\int_{\sigma}^{\infty} W(n; s) ds}{\int_0^{\infty} W(n; s) ds} . \quad (3)$$

Предполагая пуассоновское распределение полного числа событий сигнала $n^s = \sum n_i^s$; мультиномиальное распределение для событий в каналах при фиксированном полном числе событий и считая известным средний фон в каждом канале, легко получить функцию вероятности для $n_i = n_i^s + n_i^b$ $W(n_1, \dots, n_k; s, p_1, b_1, \dots, p_k, b_k) = P(n_1; sp_1 + b_1) \cdot \dots \cdot P(n_k; sp_k + b_k)$.

Используя (3) с этой функцией вероятности и выполнив интегрирование, получаем уравнение

$$1 - CL = \frac{e^{-\sigma} \sum_{i=0}^N (N - i)! \sum_{\nu_1 + \dots + \nu_k = i} C_{\nu_1}^{n_1} \dots C_{\nu_k}^{n_k} (\sigma + \beta_1)^{\nu_1} \dots (\sigma + \beta_k)^{\nu_k}}{\sum_{i=0}^N (N - i)! \sum_{\nu_1 + \dots + \nu_k = i} C_{\nu_1}^{n_1} \dots C_{\nu_k}^{n_k} (\beta_1)^{\nu_1} \dots (\beta_k)^{\nu_k}} . \quad (4)$$

Здесь $\beta_i = b_i/p_i$ - "нормированный" фон; $N = \sum_{i=1}^k n_i$; $C_{\nu}^n = \frac{n!}{\nu!(n-\nu)!}$ — биномиальные коэффициенты. Уравнение(4) является желаемым обобщением (1). Известное

равенство $\sum_{\nu_1+\dots+\nu_k=i} C_{\nu_1}^{n_1} \dots C_{\nu_k}^{n_k} = C_i^N$ гарантирует, что для случая одинакового фона во всех каналах уравнения (1) и (4) совпадают.

Численный пример

В качестве примера рассмотрим поиск бозона Хиггса на данных DELPHI 1990 г. Мы имеем 4 канала образования H: $Z \rightarrow H\nu\bar{\nu}; H\mu^+\mu^-; He^+e^-; H\tau\bar{\tau}$. Относительная вероятность каналов с учётом эффективности регистрации: $p_\nu = 0,72$; $p_\mu = 0,14$; $p_e = 0,078$; $p_\tau = 0,06$. Предсказания для фона: $b_\nu = 1,8 \pm 1,3$; $b_\mu = 0,5 \pm 0,1$; $b_e = 0,44 \pm 0,1$; $b_\tau = 0,1 \pm 0,03$; $\sum b_i = 2,8 \pm 1,3$. После отборов имеется один кандидат в электронном канале: $n_\nu = n_\mu = n_\tau = 0$; $n_e = 1$. Для случая одного кандидата, уравнение (4) сводится к

$$1 - CL = e^{-\sigma}(1 + \sigma + b_e/p_e)/(1 + b_e/p_e), \quad (5)$$

или

$$1 - CL = \frac{\int_0^\infty g(b_e, \beta) e^{-(\sigma+\beta)} \cdot (1 + \sigma + \beta/p_e) d\beta}{\int_0^\infty g(b_e, \beta) e^{-\beta} \cdot (1 + \beta/p_e) d\beta}, \quad (6)$$

где $g(b_e, \beta) \sim e^{-(b_e-\beta)^2/2r^2}$, если неопределённостью в фоне (r) нельзя пренебречь.

Сравним результаты, полученные по “обычной” формуле (1), (2) и по новой: решая уравнение (1) для $CL=0,95$, получаем $\sigma = 3,67$ или $\sigma = 3,9$ используя (2), где учтена неопределённость в фоне. Если воспользоваться кривой, которая дает предсказание для среднего сигнала (s) в зависимости от массы H $s=s(m)$, находим $m > 38,6$ ГэВ и $m > 38,0$ ГэВ, соответственно. Если воспользоваться (5) вместо (1), получим $\sigma = 3,41$ и $\sigma = 3,42$ (с учётом неопределённости фона).

Соответствующие пределы на массу H улучшаются: $m > 39,22$ ГэВ и $m > 39,20$ ГэВ.

Доверительные интервалы для непрерывных переменных в процессах с пуассоновским распределением полного числа событий

В предыдущем разделе мы описали, как эксперименты LEP вычисляют нижние границы на массу H: ожидаемый средний сигнал s рассматривается как функция массы H $s=s(m)$. Нижний предел μ для m определяется как корень уравнения $\sigma = s(m)$, где σ — это верхний предел для s , вычисляемый из уравнения (1). Для того чтобы получался этот результат, соответствующая функция вероятности $W(n; m)$ в (3) должна быть определена как $P(n; s(m)) \frac{ds}{dm}$.

В то же время очевидно, что если $|\mu - m_i| \gg \sigma_m$, где m_i — это масса i^{2o} кандидата и σ_m — разрешение по массе, кандидат должен быть исключён из рассмотрения. На практике экспериментов LEP использовалось произвольное соглашение, что кандидат исключается, если его масса лежит вне интервала $m_i \pm 2\sigma_m$.

Рассмотрим проблему более подробно: если задана масса H (m), вероятность наблюдения n событий сигнала, распределённых вдоль шкалы масс (m), даётся произведением пуассоновского и мультиномиального распределений: $W \sim$

$\frac{e^{-s}(s)^n}{n!} \frac{n!}{n_1! \dots n_k!} p_1^{n_1} \dots p_k^{n_k}$, которое эквивалентно произведению независимых распределений Пуассона $W \sim \prod_{i=1}^k e^{-sp_i} (sp_i)^{n_i} / n_i!$. Здесь i соответствует i -ому бину по массе; p_i — это вероятность для N массы m попасть в i -ый бин, $\sum p_i = 1$. Применяв стандартную процедуру суммирования событий эффекта и фона для каждого бина по массе и совершив предельный переход ($dm \rightarrow 0$; $n_i = 0, 1$ если dm достаточно мало), мы получим функцию вероятности: $W \sim e^{-(s+b)} \prod_{i=1}^n (s \cdot g(m_i, m) + b(m_i))$; $b = \int_0^\infty b(\mu) d\mu$ — это полный фон ($b(\mu)$ должно учитывать разрешение по массе); $g(m_i, m) = 1/\sigma\sqrt{2\pi} \cdot e^{-(m_i-m)^2/2\sigma_m^2}$ — функция разрешения; $\int_0^\infty g(m, m_i) dm_i = 1$. Используя (3) и возвращаясь к обычной переменной $s = s(m)$, мы получаем следующее уравнение для верхнего предела σ для сигнала N :

$$1 - CL = \frac{\int_0^\infty e^{-(s+b)} \prod_{i=1}^n (s \cdot g(m, m_i) + b(m_i)) ds}{\int_0^\infty e^{-(s+b)} \prod_{i=1}^n (s \cdot g(m, m_i) + b(m_i)) ds}. \quad (7)$$

Здесь $m=m(s)$ — это обратная функция к $s=s(m)$; $\mu = m(\sigma)$. Уравнение (7) и является искомым обобщением (1). Соответствующее изменение для случая нескольких каналов очевидно:

$$1 - CL = \frac{\int_0^\infty e^{-(s+b)} \prod_{j=1}^k \prod_{i=1}^{n_j} (s \cdot g(m, m_i^j) \cdot p_j + b(m_i^j)) ds}{\int_0^\infty e^{-(s+b)} \prod_{j=1}^k \prod_{i=1}^{n_j} (s \cdot g(m, m_i^j) \cdot p_j + b(m_i^j)) ds}. \quad (8)$$

Здесь n_j — это полное число кандидатов в j -ом канале, m_i^j масса i -го кандидата в j -ом канале, p_j — относительная вероятность j -го канала и $b = \sum_{j=1}^k \int_0^\infty b(\mu) d\mu$.

Поиск долгоживущего бозона Хиггса

В работе [7] был проведён поиск H с массой $M_H < 210$ МэВ/ c^2 , т.е до порога распада на пару мюонов. В этом диапазоне масс H является долгоживущим. Средний пробег H до распада даётся формулой $l[m] \sim 6 \cdot (40/M_H[\text{МэВ}])^2$. Если масса H меньше нескольких десятков МэВ, H с большой вероятностью распадается вне детектора. Наличие H может быть обнаружено по отличию угла между $\mu^+\mu^-$ или e^+e^- от 180° . Основной фон при этом представляют процессы типа $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow l^+l^-(\gamma)$, в котором фотон не регистрируется установкой или $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow \tau^+\tau^-$. Основной отбор, позволяющий бороться с этим фоном $\alpha > 5^\circ$, где α — угол аколланарности, определяемый как дополнительный к углу между двумя заряженными треками в плоскости, перпендикулярной к оси пучков. Второе естественное требование — отсутствие электромагнитного ливня в направлении недостающего момента к лептонной паре. Анализ был выполнен на статистике 1990 г., соответствующей 53139 адронным распадам Z или интегральной светимости

2515 nb^{-1} . Ни одно событие не прошло отбора. Ожидаемое среднее число событий H меняется от 12 ($M_H = 0 \text{ МэВ}/c^2$) до 2,46 ($M_H = 70 \text{ МэВ}/c^2$).

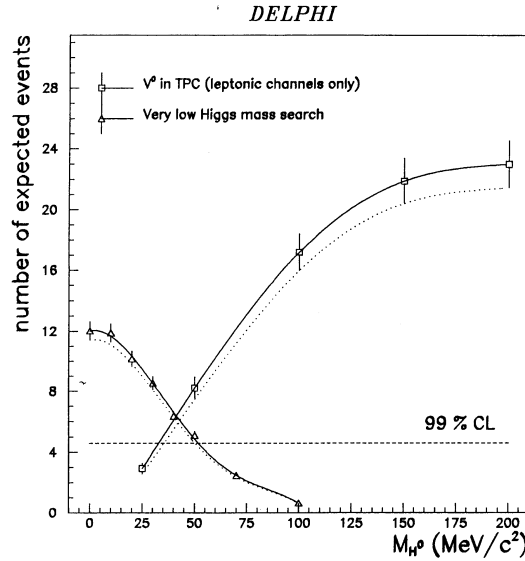


Рис. 18. Ожидаемое число событий в зависимости от массы H . Треугольники соответствуют поиску, в котором предполагается распад H вне установки; квадраты — для распада долгоживущего H на два трека (V^0). Пунктирные кривые соответствуют уменьшению ожидаемого сигнала на 1σ .

Если масса H больше нескольких десятков МэВ, средняя распадная длина находится в пределах детектора. Например, для $M_H = 100 \text{ МэВ}/c^2$, время жизни $\tau^0 = 0,5 \cdot 10^{-10} \text{ с}$, что соответствует средней распадной длине $\sim 1 \text{ м}$. До мюонного порога основным распадом является $H \rightarrow e^+e^-$. Таким образом, сигнатура процесса — это вилка (V^0), т.е пара треков из одной вторичной вершины и два трека от распада виртуального $Z^* \rightarrow l\bar{l}$ (одна вилка, если $l = \nu$). Основной фон от процесса $Z \rightarrow l^+l^-\gamma$, в котором фотон конвертирует в веществе детектора. Эффективный способ подавления этого фона — требование, чтобы реконструированная масса V^0 , в предположении, что оба трека, образующие вилку, электроны, больше $10 \text{ МэВ}/c^2$. Фон для процесса с одной ”вилкой” идёт от процесса рассеяния электронов на малые углы с излучением тормозного фотона, который затем теряется. Эффективный способ борьбы с этим фоном — требование, чтобы полярный угол V^0 лежал в области $40 - 140^\circ$. Ни один кандидат не прошёл отбора. Суммарные результаты поиска представлены на рис.18. Видно, что весь диапазон масс $M_H < 200 \text{ МэВ}/c^2$ исключается на уровне лучше 99%.

Поиск хиггсовского бозона малой массы

Работа [8] — это первая работа DELPHI, посвящённая поиску бозона Хиггса. Она была выполнена на статистике первого сеанса LEP 1989 г., и в ней был проведён поиск H с массой выше порога распада на мюонную пару. Суммарная статистика этого сеанса соответствовала 13000 Z или интегральной светимости 650 нб^{-1} .

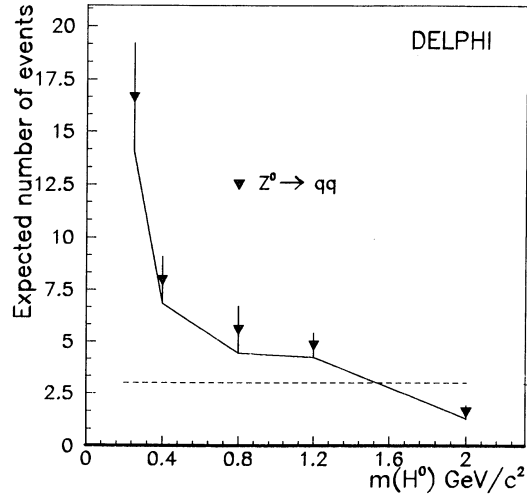


Рис. 19. Ожидаемое число событий $Hq\bar{q}$ в зависимости от массы H , указанные ошибки соответствуют квадратично сложенным систематической и статистической ошибкам; сплошная линия проведена с вычитанием 1σ для получения консервативной оценки.

Для этого диапазона масс пробег H не наблюдаем, и он распадается в первичной вершине. Для $M_H < 2m_\tau$ H распадается в основном в две заряженные частицы (2μ , 2π или $2K$). При этом важно отметить, что хотя $Br(H \rightarrow \mu\mu)$ модельно зависим, сумма $Br(H \rightarrow \mu\mu) + Br(H \rightarrow \pi\pi) + Br(H \rightarrow KK)$ гораздо более устойчива к модели, к тому же при вычислении эффективностей всегда использовались самые консервативные теоретические предсказания, дающие наименьшую относительную вероятность распада в две заряженные частицы.

Для поиска H в этом диапазоне использовался процесс $Z \rightarrow HZ^* \rightarrow q\bar{q}$. Соответствующая топология события — три (или более) струи, причём одна из струй (от распада H), содержит две частицы. Важное требование, позволившее подавить фон от обычных адронных распадов Z — изоляция струи H -кандидата от остальных струй: требовалось, чтобы суммарный поперечный импульс этой струи по отношению к другим струям был больше 7 ГэВ/с, а угол между импульсом струй и любым другим заряженным треком (с импульсом больше 1 ГэВ/с) был больше 40° . После этих отборов (и ещё некоторых вспомогательных) не осталось ни одного кандидата. Соответствующая кривая зависимости ожидаемого числа событий от массы H приведена на рис.19. Видно, что на 95%-ном уровне достоверности исключается H с массой $M_H < 1,5$ ГэВ/с².

Поиск тяжёлого хиггсовского бозона

В работах [8,11,12] был проведён поиск тяжёлого H $M_H > 2m_\tau$. Эти работы были выполнены по мере набора статистики: 650 nb^{-1} (13000 Z); 6 pb^{-1} (119000 Z); $34,6 \text{ pb}^{-1}$ ($\sim 10^6 Z$). Соответственно расширялся диапазон доступных масс H от ~ 10 до 60 ГэВ/с². Топология продуктов распада H также меняется с массой. Это является следствием изменения кинематических параметров в процессе $Z \rightarrow HZ^*$

и особенностями фрагментации продуктов распада: средний импульс H изменяется от 8 до 20 ГэВ/с при изменении массы от 0 до 60 ГэВ/с²; средний угол между двумя фермионами (продуктами распада H) от 0 до 160 градусов. Как следствие, для массы H меньше ~ 15 ГэВ/с² продукты распада группируются в одну струю “monojet” топологии, для большей массы это две аколлинеарные струи. Вторую часть топологической картинки процесса составляют продукты распада Z^* . Наибольшую относительную вероятность имеет распад $Z^* \rightarrow q\bar{q}$ - $\sim 70\%$, затем идёт $Z^* \rightarrow \nu\bar{\nu}$ - $\sim 20\%$, распад в заряженные лептоны составляет 3,4%. Видно, что наиболее вероятной топологией являются три или четыре струи. Однако фоновые условия в этом канале очень неблагоприятные, так как процесс обычного распада $Z \rightarrow q\bar{q}(g)(g)$ с испусканием тормозных глюонов имеет на 3-4 порядка большую вероятность.

Вторая по интенсивности топология соответствует распаду $Z^* \rightarrow \nu\bar{\nu}$ (нейтринный канал). Он имеет в ~ 6 раз большую вероятность, чем распад в заряженные лептоны. Фактор 3 даёт количество типов нейтрино, фактор 2 — из разницы констант связи Z с верхней и нижней компонентами слабого изодублета. Эти события выглядят как “monojet” или как две аколлинеарные струи. Возможности поиска H в этой топологии были сильно недооценены в работах, предшествовавших запуску LEP. Заслуга группы ИФВЭ в DELPHI, в частности, заключалась в демонстрации возможности её эффективного использования. Типичная переменная, использовавшаяся для выделения “monojet” топологии, — это косинус угла любой заряженной частицы по отношению к направлению их полного импульса ($-0.5 < \cos < 0.4$). Другие важные переменные — это полный поперечный импульс ($P_T > 1,5$ ГэВ/с) и полная энергия, выделенная в мониторе светимости ($E < 10$ ГэВ/с²), которые позволяют ликвидировать фон от двухфотонных событий и от событий с большими потерями частиц в области оси столкновения пучков. Эти простые отборы позволили полностью избавиться от фона с сохранением достаточно высокой эффективности к процессу образования H ($\sim 40\%$). По мере увеличения массы H , топология распада меняется, в установке должны наблюдаться две аколлинеарные и акопланарные струи.

Распределения по основным используемым переменным приведены на рис.20 как для статистики и для фоновых процессов, так и для эффекта. Для вычисления угла аколлинеарности и акопланарности событие разбивается на две полусферы (для этого используется ось “thrust”), и в каждой полусфере вычисляется суммарный импульс. Угол аколлинеарности — это угол, дополнительный к углу между импульсами полусфер; акопланарность — это аколлинеарность, вычисленная в плоскости, перпендикулярной оси пучков. Типичное требование по этим переменным — $> 15^\circ$. Важной переменной является полная наблюдаемая инвариантная масса (или энергия) события. Реконструированная масса для фоновых событий $Z \rightarrow q\bar{q}$ (см рис.20) больше 50 ГэВ/с², хотя и имеет хвост в область малых масс. Поэтому при поиске H с массой меньше 50 ГэВ/с² соответствующий отбор позволяет значительно подавить фон. Важное значение поэтому имеет реконструкция полной массы (энергии), в частности подавление негауссовых хвостов распределений. В DELPHI

достигнуто разрешение по полной энергии $\sim 8 \text{ ГэВ}/c^2$ для адронных распадов Z для событий в центральной части детектора, и $\sim 10,5 \text{ ГэВ}/c^2$ для торцевой части. Фундаментальное свойство бозона Хигса — пропорциональность его константы связи с фермионами массе фермиона, поэтому выше порога $b\bar{b}$ H распадается в струи, содержащие B -адроны.

DELPHI

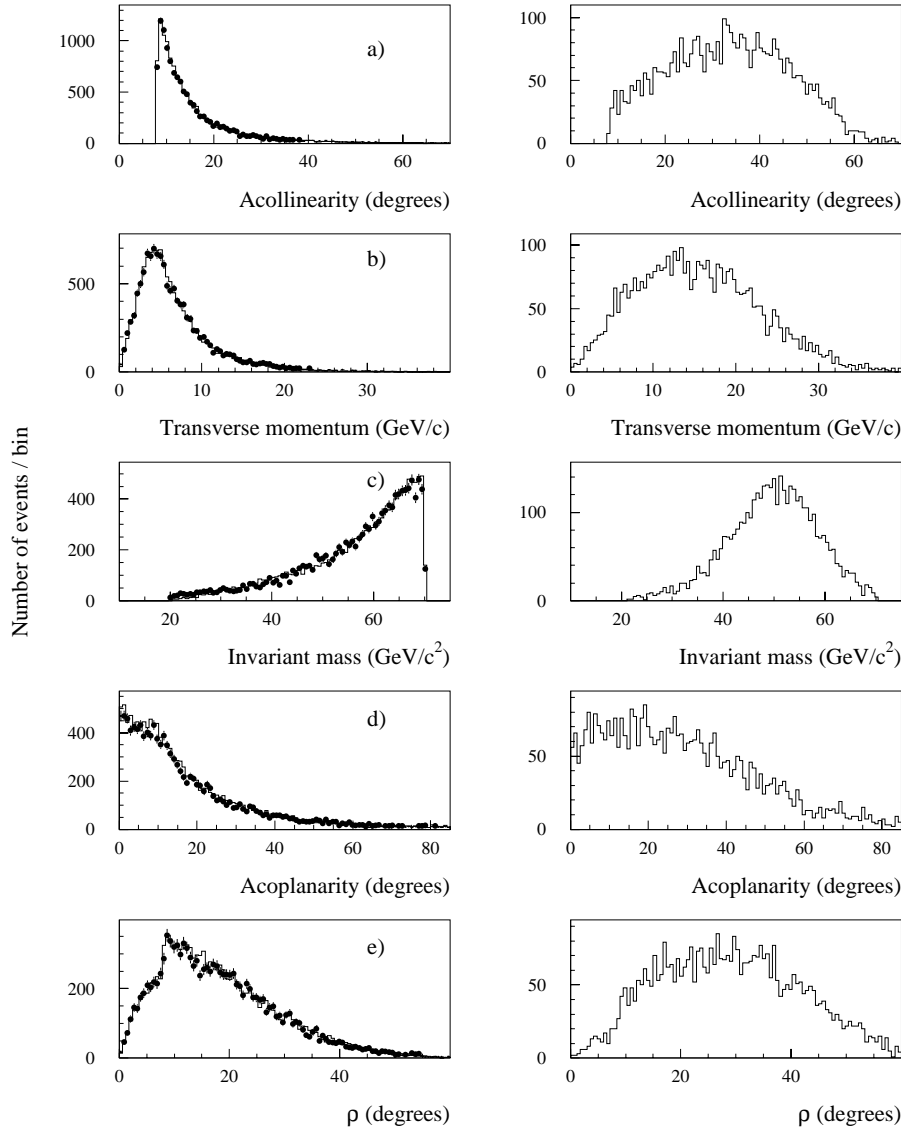


Рис. 20. Распределения по типичным переменным, используемым для подавления фона при поисках бозона Хигса в нейтринном канале: $HZ^* \rightarrow \nu\bar{\nu}$. На гистограммах левой колонки приведены реальные данные (точки) и фон от событий $q\bar{q}$ (сплошная линия). На гистограммах правой колонки показаны ожидаемые распределения для хиггсовского бозона с массой $55 \text{ ГэВ}/c^2$.

В DELPHI группой ИФВЭ был разработан алгоритм выделения событий с В-адронами, основанный на том факте, что относительно большое время жизни В-частиц и большая множественность продуктов распада приводят к тому, что в событии должны наблюдаться треки с большим “промахом”, определяемым как минимальное расстояние трека до первичной вершины в плоскости, перпендикулярной оси столкновения пучков. Типичные характеристики алгоритма: эффективность мечения — $\sim 70\%$, при этом фон составляет $\sim 20\%$. Ни одно событие, даже на статистике 1 миллион Z, не прошло всех отборов. Эффективность отборов для событий $Z \rightarrow Z^*H$ в зависимости от массы H приведена на рис.22.

Другие топологии при поиске H возникают при поиске распадов $HZ^* \rightarrow l^+l^-$, “мюонный” и “электронный” каналы. Это два изолированных лептона с разным знаком заряда и две (или более) адронных струй.

Рассмотрим для примера мюонный канал. Важным этапом является идентификация мюонов. Трек-кандидат экстраполируется к плоскостям мюонных камер и требуется, чтобы по крайней мере в двух камерах были реконструированные “точки”, расстояние от которых до точки, полученной из экстраполяции, было меньше 5σ , где σ — вычисляемая ошибка экстраполяции из-за наличия многократного рассеяния. В дополнении к этому требуется, чтобы энергия в адронном и электромагнитном калориметрах, ассоциированная с данным треком, была совместима с минимальной ионизацией.

Таблица 1. Эффект отборов для реальных данных, смоделированных $q\bar{q}$ и $\mu^+\mu^-q\bar{q}$ (четырёхфермионных) событий и процесса $H^0\mu^+\mu^-$ для $M_H = 55 \text{ ГэВ}/c^2$. Статистика фоновых процессов нормирована на количество адронных распадов в исходных данных.

Критерии Отбора	Данные	МС $q\bar{q}$	МС 4 ф.	МС $H^0\mu^+\mu^-$
Исходная статистика	983483	983483	103.0	2000
Отбор двух мюонов	1233	1087	6.7	1254
К-во струй ≥ 2	1206	1087	4.7	1254
Недостающая масса $\geq 15 \text{ ГэВ}/c^2$	1195	1087	3.2	1253
Адронная масса $\geq 10 \text{ ГэВ}/c^2$	1191	1087	3.0	1252
$p_1 \geq 10$	792	731	2.4	1250
$\max(\alpha_1^{jet}, \alpha_2^{jet}) \geq 40^\circ$	5	2.7	1.7	1201
$\min(\alpha_1^{jet}, \alpha_2^{jet}) \geq 20^\circ$	1	0	1.5	1090

Распределения по переменным, используемым для подавления фона, приведены на рис.21. В табл.1 показан результат отборов по этим переменным для реальных данных, и для вычисленных фоновых процессов и эффекта. Как видно, одно событие прошло все отборы. Это соответствует предсказываемому фону (1,5 событий).

DELPHI

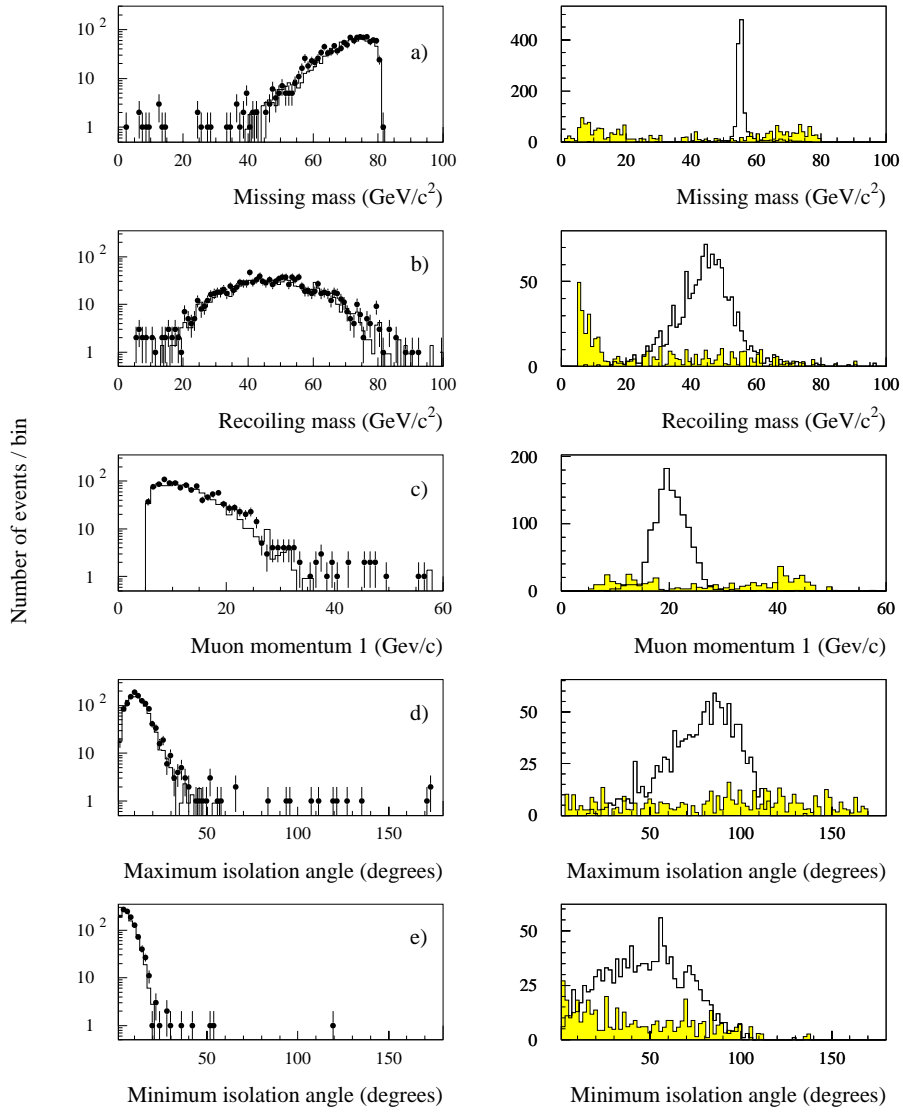


Рис. 21. Распределения по типичным переменным, используемым для подавления фона при поисках бозона Хиггса в мюонном канале: $HZ^* \rightarrow \mu^+\mu^-$. На гистограммах левой колонки приведены реальные данные (точки) и фон от событий $q\bar{q}$ (сплошная линия), нормированный на количество адронных распадов Z в исходной статистике. На гистограммах правой колонки показаны ожидаемые распределения для хиггсовского бозона с массой $55 \text{ ГэВ}/c^2$ — сплошная линия и для фона от четырёхфермионных процессов.

Аналогичные отборы для электронного канала приводят к трём событиям в данных при предсказанных 3,7 фоновых событиях. Характеристики событий-кандидатов, прошедших отборы, представлены в табл.2.

Таблица 2. Характеристика пяти событий в “лептонной” моде поиска H на статистике DELPHI, зарегистрированной в сеансах 1990-1992 гг. p_1 и p_2 — импульсы лептонов, M_{rec} — недостающая к дилептону масса, α_1^{jet} and α_2^{jet} — углы изоляции лептонов по отношению к ближайшей струе, ω_{ll} — угол между лептонами.

Год	Канал	p_1 (ГэВ/c)	p_2 (ГэВ/c)	M_{rec} (ГэВ/c ²)	α_1^{jet}	α_2^{jet}	ω_{ll}
1990	e^+e^-	31.5 ± 1.7	21.3 ± 1.4	35.4 ± 5.0	100°	43°	140°
1992	e^+e^-	32.5 ± 1.7	16.6 ± 1.2	$15.4 \begin{smallmatrix} +3.8 \\ -3.2 \end{smallmatrix}$	122°	102°	98°
1992	e^+e^-	15.2 ± 1.2	46.1 ± 2.0	$19.2 \begin{smallmatrix} +3.7 \\ -2.3 \end{smallmatrix}$	142°	41°	148°
1992	e^+e^-	9.3 ± 0.9	31.0 ± 1.7	$18.9 \begin{smallmatrix} +4.8 \\ -1.9 \end{smallmatrix}$	137°	166°	34°
1992	$\mu^+\mu^-$	25.1 ± 0.5	18.5 ± 0.4	27.8 ± 1.9	120°	118.5°	56°

На рис.22 показаны эффективности для всех каналов поиска в зависимости от массы H и предсказываемое число событий в зависимости от массы. При вычислении нижнего предела предсказываемое число событий уменьшалось на 1σ . При вычислении числа событий использовалось сечение процесса образования H , вычисленное в “улучшенном борновском приближении”, которое содержит в себе поправку на излучение в начальном состоянии и поправку за счёт треугольной диаграммы с топ-кварком. События-кандидаты, наблюдаемые в лептонном канале, не ухудшают предел на массу, так как они лежат в области малых масс H , вычисляемых как недостающая масса к лептонной паре.

Полученный предел $M_H > 55,7$ ГэВ/c² на 95%-ом уровне достоверности является лучшим опубликованным результатом DELPHI.

Поиск хиггсовского бозона в контексте МССМ

Идея суперсимметрии является наиболее обещающей теоретической идеей для решения проблемы натуральности и иерархии масс в СМ. Простейшая схема обобщения СМ до суперсимметричной теории приводит к минимальной суперсимметричной стандартной модели (МССМ). В МССМ хиггсовский сектор претерпевает существенные изменения по сравнению с СМ. Для того чтобы избежать аномалий, необходимо введение второго хиггсовского комплексного дублета, первый дублет связан только с нижними компонентами слабых изодублетов, второй — с верхними. Отношение вакуумных средних $\tan(\beta) = v_2/v_1$ является важным параметром теории. Из восьми исходных степеней свободы двух комплексных дублетов три

степени уходят, как и в СМ, в продольную поляризацию Z и W , т.е остаются пять наблюдаемых частиц: СР — чётные h^0, H^0 , с углом смешивания α — также свободным параметром теории; СР-нечётный A и два заряженных бозона H^\pm .

DELPHI

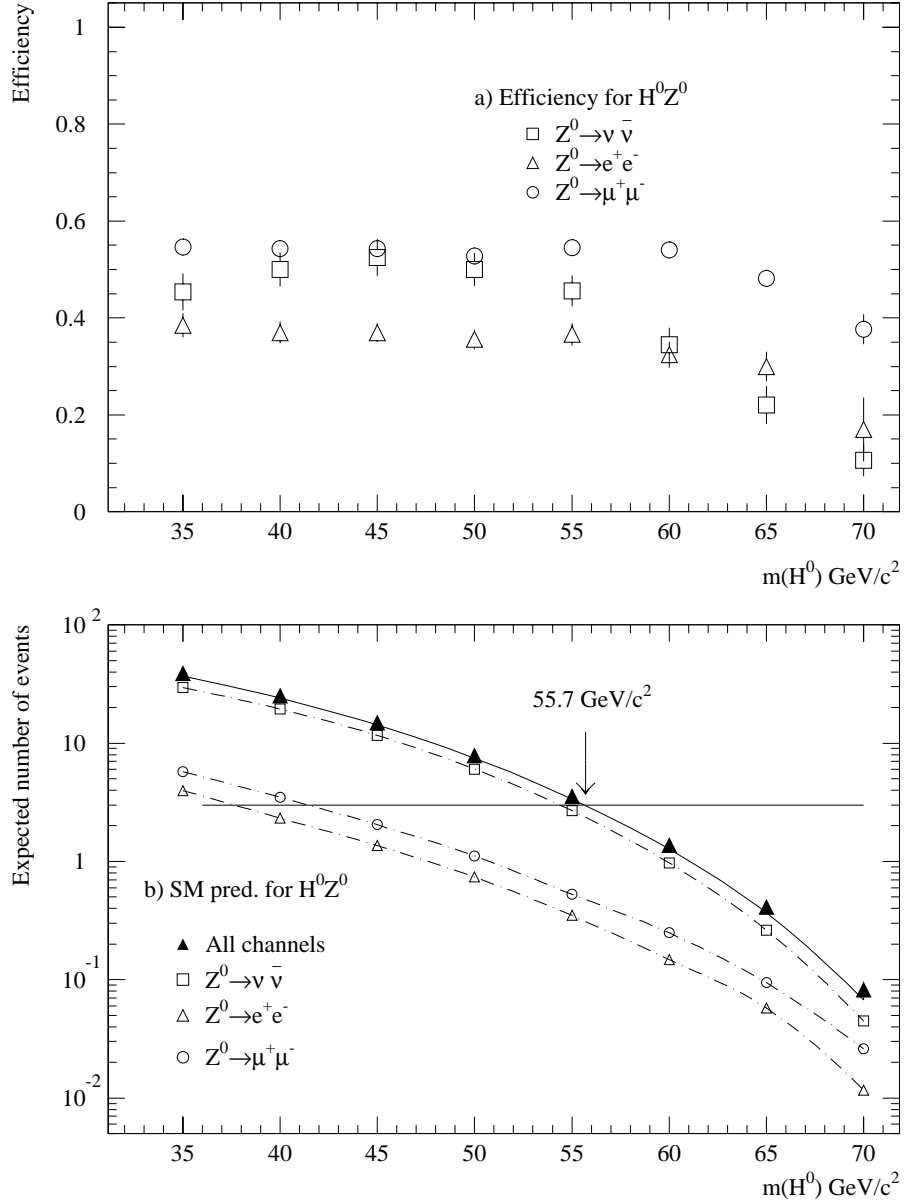


Рис. 22. Эффективности и ожидаемое число событий для процессов $Z \rightarrow H Z^*$ в зависимости от массы H , указанные ошибки соответствуют квадратично сложенным систематической и статистической ошибкам; сплошная линия проведена с вычитанием 1σ для получения консервативной оценки.

Нейтральный бозон h (легчайший из двух CP-чётных) является прямым аналогом хиггсовского бозона в СМ. Относительная вероятность распада Z в hA и hZ^* зависит от эффектов смешивания. В древесном приближении хиггсовский сектор полностью определяется двумя параметрами, в качестве которых чаще всего выбирают $(m_h; m_A)$ или $(m_h; \tan(\beta))$. Если обозначить ширину распада Z в hZ^* в СМ, как $\Gamma_{\text{SM}}(Z \rightarrow hZ^*)$, имеем

$$\begin{aligned}\Gamma(Z \rightarrow hZ^*) &= \Gamma_{\text{SM}}(Z \rightarrow hZ^*) \sin^2(\alpha - \beta), \\ \Gamma(Z \rightarrow hA) &= 0,5\Gamma(Z \rightarrow \nu\bar{\nu})\lambda^3 \cos^2(\alpha - \beta),\end{aligned}\quad (9)$$

где α и β определены выше а λ^3 — фактор фазового объёма. Таким образом, поиски хиггсовского бозона в контексте СМ перекрывают только часть плоскости параметров $(m_h; m_A)$, например при $m_h \sim m_A$ оказывается, что $\sin^2(\alpha - \beta)$ зануляется и единственный механизм образования h — процесс $Z \rightarrow hA$. Доминирующие моды распада A и h :

$$\begin{aligned}\Gamma(A \rightarrow b\bar{b}) &\sim m_b^2 \tan^2 \beta, \\ \Gamma(A \rightarrow c\bar{c}) &\sim m_c^2 / \tan^2 \beta, \\ \Gamma(h \rightarrow b\bar{b}) &\sim m_b^2 \sin^2 \alpha / \cos^2 \beta, \\ \Gamma(h \rightarrow c\bar{c}) &\sim m_c^2 \cos^2 \alpha / \sin^2 \beta.\end{aligned}\quad (10)$$

Таким образом, характерная топология процесса — четыре струи, причём содержащие 2 или 4 b-кварка. Поиск этой топологии (как и некоторых других, существенных при малых массах h и A) был проведён в работах [9,13]. Поиск во второй работе проводился на статистике 1991 и 1992 гг., соответствующей образованию $\sim 10^6$ событий адронных распадов Z . После применения стандартной процедуры выделения четырёхструйных событий был применён алгоритм выделения событий с b-кварками, упомянутый выше. В топологии с 4b-кварками его применение особенно эффективно. Характерная эффективность выделения b-струи 20%. Конечное состояние, содержащее 4 b-кварка, возникает от стандартных КХД процессов, в 0,03% адронных распадов Z . Однако более существенным фоном являются события $q\bar{q}gg$. Суммарная эффективность отбора сигнала $\sim 7\%$. Все отборы прошли 105 событий, при предсказании 97 ± 9 (стат.) ± 10 (сист.) Таким образом, избытка событий над фоном не наблюдается. Соответствующее ограничение: $\Gamma(Z \rightarrow hA \rightarrow 4b) / \Gamma(Z \rightarrow \text{всё}) < 3,5 \times 10^{-4}$ (на 95%-ом уровне достоверности).

Этот результат совместно с результатом поиска h в контексте СМ, представленном выше ([12]), и с результатами работы [9], где проводился поиск в области масс h до порога $b\bar{b}$, приводит к исключению области на плоскости $(m_h; m_A)$, представленной на рис.23. При получении этой области применялись результаты расчётов МССМ с учётом однопетлевых поправок, при этом предполагалось, что $m_{\text{top}} = 170$ ГэВ/ c^2 ; $m_{\text{stop}} = 1$ ТэВ/ c^2 ; $\tan(\beta) > 1$. Из рисунка видно, что

- $m_h \geq 44$ ГэВ/ c^2 для любого $\tan\beta$,
- $m_A \geq 27$ ГэВ/ c^2 для $\tan\beta \geq 1$.

Причём ограничение на m_h практически не чувствительно к массам t и его суперпартнёра.

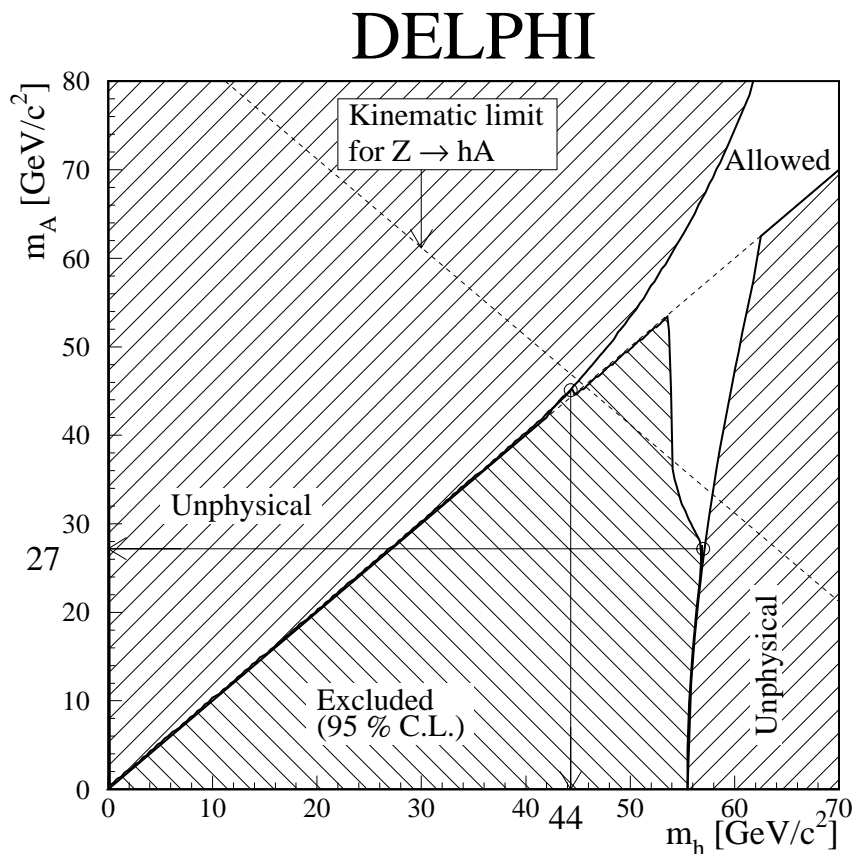


Рис. 23. Области плоскости $m_h; m_A$, исключённые на 95 % уровне достоверности в результате поиска процессов hA и hZ^* .

В заключении кратко сформулированы основные результаты диссертации.

1. Создан электромагнитный калориметр новой конструкции, отличительными особенностями которого являются:

- Механическая точность внутренней структуры ~ 50 мкм.
- Проективная структура эффективных “башен” калориметра, при непроективности системы спектросмещающих волокон, что исключает нежелательные эффекты неоднородности отклика в районе волокон.
- Отсутствие “мёртвых” зон.
- Высокая однородность отклика, лучше $\pm 2\%$.
- Применение фототетрода в качестве фотодетектора, что позволяет использовать детектор в области больших магнитных полей.
- Наличие детектора максимума ливня.

2. Разработана методика использования калориметра для прецизионного измерения интегральной светимости. Достигнута точность измерений 0,09%.

3. В состав установки DELPHI введён мюонный годоскоп большой площади, на его базе создан мюонный триггер, разработана система on-line и off-line контроля параметров годоскопа, обеспечивающая высокую стабильность триггера в течение длительного времени работы (~ 10 лет).

4. Разработана методика детектирования мюонного гало пучков LEP и его использование для калибровки детекторов торцевой части установки DELPHI.

5. Разработаны новый метод определения верхних пределов сечений процессов с пуассоновской статистикой и метод определения нижних границ на массу при поисках новых частиц.

6. На базе статистики эксперимента DELPHI проведён поиск бозона Хиггса в широкой области масс. Поиск включал в себя:

- Поиск долгоживущего бозона Хиггса. В результате, поиска на 99%-ом уровне достоверности исключено существование Хиггса (в контексте стандартной модели) с массой $M_H < 52 \text{ МэВ}/c^2$.
- Поиск короткоживущего бозона Хиггса. В результате на 99%-ом уровне достоверности исключён бозон Хиггса с массой $33 \text{ МэВ}/c^2 < M_H < 210 \text{ МэВ}/c^2$.
- Поиск бозона Хиггса малой массы. Исключено существование бозона Хиггса в области масс $200 \text{ МэВ}/c^2 < M_H < 1400 \text{ МэВ}/c^2$.
- Поиск тяжёлого бозона Хиггса. Исключено существование бозона в области $1 \text{ ТэВ}/c^2 < M_H < 14 \text{ ТэВ}/c^2$.
- Поиск сверхтяжёлого бозона. Исключено существование этой частицы с массой меньше $55,7 \text{ ТэВ}/c^2$.
- Проведен поиск бозона Хиггса в контексте минимального суперсимметричного расширения стандартной модели (MSSM). Исключено существование CP-чётного MSSM-бозона Хиггса (h) в области масс $0 \text{ ТэВ}/c^2 < M_h < 44 \text{ ТэВ}/c^2$.

Список литературы

- [1] Obraztsov V.F. et al. "Status of the DELPHI Small angle Tile Calorimeter" Proceeding of the International Europhysics Conference on High Energy Physics Marseille, France, July 1993 ISBN 2-86332-146-3.
- [2] Obraztsov V.F. et al. "The performance of the DELPHI small angle tile calorimeter" Proceedings of the Nuclear Science Symposium IEEE-1995. – San Francisco, USA, 1995.
- [3] Camporesi T., Obraztsov V., Paganoni M., Terranova F., Bigi M., Gouz I., Migliore E., Tome B. "Luminosity Measurement in 1994 with the STICC detector". Preprint DELPHI 97-08 PHYS 667, January, 1997.
- [4] Вишнеvский Н.К., Власов Е.В., Гуз Ю.П., Дзелядин Р.И., Зайцев А.М., Лапин В.В., Лапшин В.К., Матвеев М.Ю., Образцов В.Ф., Останков А.П., Поляков Б.Ф., Рыкалин В.И., Хохлов Ю.А. "Передний Мюонный Годоскоп Установки ДЕЛФИ". Препринт ИФВЭ 94-139, Протвино, 1994.
- [5] DELPHI collaboration "Performance of the DELPHI Detector" CERN-PPE/95-194, 1995.
- [6] Obraztsov V.F. "Confidence limits for processes with small statistics in several subchannels and with measurement errors". Nuclear Instruments and Methods. 1992. V.**A316**, p.388-390.
- [7] DELPHI collaboration "Search for Light Neutral Higgs Particles Produced in Z^0 -decays" Nuclear Physics **B342**(1990)1-14; Preprint CERN-EP/90-44, 1990.
- [8] DELPHI collaboration "Search for low mass Higgs bosons produced in Z^0 decays" Z.Phys. C - Particles and Fields 51,25-35(1991).
- [9] DELPHI collaboration "Search for pair production of neutral Higgs bosons in Z^0 decays" Phys.Lett. 245B(1990)276; CERN-EP/90-60, 1990.
- [10] V.Obraztsov "New particles searches at LEP" Proceedings of the XX International Symposium on Multiparticle Dynamics". – Dortmund, Germany, 1990.
- [11] DELPHI collaboration "A search for neutral Higgs particles in Z^0 decays". Nuclear Physics. 1992. V.**B373**, p.3.
- [12] DELPHI collaboration "Search for the Standard Model Higgs boson in Z^0 decays". Nuclear Physics. 1994. V,**B421**, p.3.
- [13] DELPHI collaboration "Search for heavy neutral Higgs bosons in two-doublet models" Z.Phys. C - Particles and Fields. 1995. V.67, p.69-79.

Рукопись поступила 28 марта 1997 года.

Список авторов коллаборации DELPHI

P.Abreu, W.Adam, T.Adye, E.Agasi, I.Ajinenko, R.Aleksan, G.D.Alekseev, P.P.Allport, S.Almehed, F.M.L.Almeida, S.J.Alvsvaag, U.Amaldi, A.Andreazza, P.Antilogus, W-D.Apel, R.J.Apsimon, Y.Arnoud, B.Åsman, J-E.Augustin, A.Augustinus, P.Baillon, P.Bambade, F.Barao, R.Barate, G.Barbiellini, D.Y.Bardin, G.J.Barker, A.Baroncelli, O.Barring, J.A.Barrio, W.Bartl, M.J.Bates, M.Battaglia, M.Baubillier, J.Baudot, K-H.Becks, M.Begalli, P.Beilliere, Yu.Belokopytov, P.Beltran, A.C.Benvenuti, M.Berggren, D.Bertrand, F.Bianchi, M.Bigi, M.S.Bilenky, P.Billoir, J.Bjarne, D.Bloch, J.Blocki, S.Blyth, V.Bocci, P.N.Bogolubov, T.Bolognese, M.Bonesini, W.Bonivento, P.S.L.Booth, G.Borisov, C.Bosio, B.Bostjancic, S.Bosworth, O.Botner, B.Bouquet, C.Bourdarios, T.J.V.Bowcock, M.Bozzo, S.Braibant, P.Branchini, K.D.Brand, R.A.Brenner, H.Briand, C.Bricman, L.Brillault, R.C.A.Brown, P.Bruckman, J-M.Brunet, L.Bugge, T.Buran, A.Buys, J.A.M.A.Buytaert, M.Caccia, M.Calvi, A.J.Camacho Rozas, R.Campion, T.Camporesi, V.Canale, K.Cankocak, F.Cao, F.Carena, P.Carrilho, L.Carroll, R.Cases, C.Caso, M.V.Castillo Gimenez, A.Cattai, F.R.Cavallo, L.Cerrito, V.Chabaud, A.Chan, Ph.Charpentier, L.Chaussard, J.Chauveau, P.Checchia, G.A.Chelkov, P.Chliapnikov, V.Chorowicz, J.T.M.Chrin, V.Cindro, P.Collins, J.L.Contreras, R.Contri, E.Cortina, G.Cosme, F.Couchot, H.B.Crawley, D.Crennell, G.Crosetti, J.Cuevas Maestro, S.Czellar, E.Dahl-Jensen, J.Dahm, B.Dalmagne, M.Dam, G.Damgaard, E.Daubie, A.Daum, P.D.Dauncey, M.Davenport, J.Davies, W.Da Silva, C.Defoix, P.Delpierre, N.Demaria, A.De Angelis, H.De Boeck, W.De Boer, S.De Brabandere, C.De Clercq, M.D.M.De Fez Laso, C.De La Vaissiere, B.De Lotto, A.De Min, L.De Paula, C.De Saint-Jean, H.Dijkstra, L.Di Ciaccio, F.Djama, J.Dolbeau, M.Donszelmann, K.Doroba, M.Dracos, J.Drees, M.Dris, Y.Dufour, F.Dupont, D.Edsall, R.Ehret, T.Ekelof, G.Ekspong, M.Elsing, J-P.Engel, N.Ershaidat, M.Espirito Santo, D.Fassouliotis, M.Feindt, A.Fenyuk, A.Ferrer, T.A.Filippas, A.Firestone, H.Foeth, E.Fokitis, F.Fontanelli, F.Formenti, J-L.Fousset, B.Franek, P.Frenkiel, D.C.Fries, A.G.Frodesen, R.Fruhwirth, F.Fulda-Quenzer, H.Furstenau, J.Fuster, D.Gamba, M.Gandelman, C.Garcia, J.Garcia, C.Gaspar, U.Gasparini, Ph.Gavillet, E.N.Gazis, D.Gele, J-P.Gerber, P.Giacomelli, D.Gillespie, R.Gokieli, B.Golob, V.M.Golovatyuk, J.J.Gomez Y Cadenas, G.Gopal, L.Gorn, M.Gorski, V.Gracco, F.Grard, E.Graziani, G.Grosdidier, P.Gunnarsson, J.Guy, U.Haedinger, F.Hahn, M.Hahn, S.Hahn, S.Haider, Z.Hajduk, A.Hakansson, A.Hallgren, K.Hamacher, W.Hao, F.J.Harris, V.Hedberg, R.Henriques, J.J.Hernandez, J.A.Hernando, P.Herquet, H.Herr, T.L.Hessing, E.Higon, H.J.Hilke, T.S.Hill, S-O.Holmgren, P.J.Holt, D.Holthuizen, P.F.Honore, M.Houlden, J.Hrubec, K.Huet, K.Hultqvist, P.Ioannou, P-S.Iversen, J.N.Jackson, R.Jacobsson, P.Jalocha, G.Jarlskog, P.Jarry, B.Jean-Marie, E.K.Johansson, M.Jonker, L.Jonsson, P.Juillot, M.Kaiser, G.Kalmus, F.Kapusta, M.Karlsson, E.Karvelas, S.Katsanevas, E.C.Katsoufis, R.Keranen, B.A.Khomenko, N.N.Khovanski, B.King, N.J.Kjaer, H.Klein, A.Klovning, P.Kluit, A.Koch-Mehrin, J.H.Koehne, B.Koene, P.Kokkinias, M.Koratzinos, A.V.Korytov, V.Kostioukhine, C.Kourkoumelis, O.Kouznnetsov, P.H.Kramer, M.Krammer, C.Kreuter, J.Krolikowski, I.Kronkvist, W.Krupinski, W.Kucewicz, K.Kulka, K.Kurvinen, C.Lacasta, I.Laktineh, C.Lambropoulos, J.W.Lamsa, L.Lanceri, P.Langefeld, V.Lapin, I.Last, J-P.Laugier, R.Lauhakangas, G.Leder, F.Ledroit, R.Leitner, Y.Lemoigne, J.Lemonne, G.Lenzen, V.Lepeltier, T.Lesiak, J.M.Levy, E.Lieb, D.Liko, R.Lindner, A.Lipniacka, I.Lippi, B.Loerstad,

M.Lokajicek, J.G.Loken, A.Lopez-Fernandez, M.A.Lopez Aguera, M.Los, D.Loukas, J.J.Lozano, P.Lutz, L.Lyons, G.Maehlum, J.Maillard, A.Maio, A.Maltezos, J.Marco, B.Marechal, M.Margoni, J-C.Marin, C.Mariotti, A.Markou, T.Maron, S.Marti, C.Martinez-Rivero, F.Martinez-Vidal, F.Matorras, C.Matteuzzi, G.Matthiae, M.Mazzucato, M.Mc Cubbin, R.Mc Kay, R.Mc Nulty, J.Medbo, C.Meroni, W.T.Meyer, 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, W.J.Murray, B.Muryn, G.Myatt, F.Naraghi, F.L.Navarria, P.Negri, S.Nemecek, W.Neumann, N.Neumeister, R.Nicolaidou, B.S.Nielsen, V.Nikolaenko, P.Niss, A.Nomerotski, A.Normand, V.Obraztsov, A.G.Olshevski, R.Orava, K.Osterberg, A.Ouraou, P.Paganini, M.Paganoni, R.Pain, H.Palka, Th.D.Papadopoulou, L.Pape, F.Parodi, A.Passeri, M.Pegoraro, J.Penmanen, L.Peralta, V.Perevozchikov, H.Pernegger, M.Pernicka, A.Perrotta, C.Petridou, A.Petrolini, H.T.Phillips, G.Piana, F.Pierre, M.Pimenta, S.Plaszczynski, O.Podobrin, M.E.Pol, G.Polok, P.Poropat, V.Pozdniakov, M.Prest, P.Privitera, A.Pullia, D.Radojicic, S.Ragazzi, H.Rahmani, J.Rames, P.N.Ratoff, A.L.Read, M.Reale, P.Rebecchi, N.G.Redaeli, M.Regler, D.Reid, P.B.Renton, L.K.Resvanis, F.Richard, J.Richardson, J.Ridky, G.Rinaudo, I.Ripp, A.Romero, I.Roncagliolo, P.Ronchese, V.Ronjin, L.Roos, E.I.Rosenberg, E.Rosso, P.Roudeau, T.Rovelli, W.Ruckstuhl, V.Ruhlmann-Kleider, A.Ruiz, H.Saarikko, Y.Sacquin, G.Sajot, J.Salt, J.Sanchez, M.Sannino, S.Schael, H.Schneider, M.A.E.Schyns, G.Sciolla, F.Scuri, A.M.Segar, A.Seitz, R.Sekulin, M.Sessa, R.Seufert, R.C.Shellard, I.Siccama, P.Siegrist, S.Simonetti, F.Simonetto, A.N.Sisakian, T.B.Skaali, G.Smadja, N.Smirnov, O.Smirnova, G.R.Smith, R.Sosnowski, D.Souza-Santos, T.Spaso, E.Spiriti, S.Squarcia, H.Staack, C.Stanescu, S.Stapnes, I.Stavitski, G.Stavropoulos, K.Stepaniak, F.Stichelbaut, A.Stocchi, J.Strauss, J.Straver, R.Strub, B.Stugu, M.Szczekowski, M.Szeptycka, T.Tabarelli, O.Tchikilev, G.E.Theodosiou, Z.Thome, A.Tilquin, J.Timmermans, V.G.Timofeev, L.G.Tkatchev, T.Todorov, D.Z.Toet, A.Tomaradze, B.Tome, E.Torassa, L.Tortora, G.Transtromer, D.Treille, W.Trischuk, G.Tristram, C.Troncon, A.Tsirou, E.N.Tsyganov, M-L.Turluer, T.Tuuva, I.A.Tyapkin, M.Tyndel, S.Tzamarias, B.Ueberschaer, S.Ueberschaer, O.Ullaland, V.Uvarov, G.Valenti, E.Vallazza, J.A.Valls Ferrer, C.Vander Velde, G.W.Van Apeldoorn, P.Van Dam, M.Van Der Heijden, W.K.Van Doninck, J.Van Eldik, P.Vaz, G.Vegni, L.Ventura, W.Venus, F.Verbeure, M.Verlato, L.S.Vertogradov, D.Vilanova, P.Vincent, L.Vitale, E.Vlasov, A.S.Vodopyanov, M.Vollmer, M.Voutilainen, V.Vrba, H.Wahlen, C.Walck, F.Waldner, A.Wehr, M.Weierstall, P.Weilhammer, A.M.Wetherell, J.H.Wickens, M.Wielers, G.R.Wilkinson, W.S.C.Williams, M.Winter, M.Witek, G.Wormser, K.Woschnagg, K.Yip, O.Yushchenko, F.Zach, A.Zaitsev, A.Zalewska, P.Zalewski, D.Zavrtanik, E.Zevgolatakos, N.I.Zimin, M.Zito, D.Zontar, R.Zuberi, G.Zumerle

В.Ф.Образцов
Поиски бозона Хиггса на коллайдере LEP. Детекторы для установки DELPHI.

Оригинал-макет подготовлен с помощью системы L^AT_EX.
Редактор Н.В.Ежела. Технический редактор Н.В.Орлова.

Подписано к печати 7.04.97. Формат 60 × 84/8. Офсетная печать.
Печ.л. 4,5. Уч.-изд.л. 3,45. Тираж 100. Заказ 969. Индекс 3649.
ЛР №020498 06.04.92.

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

Индекс 3649

А В Т О Р Е Ф Е Р А Т 97-15, И Ф В Э, 1997
