ИССЛЕДОВАНИЯ НА БОЛЬШОМ ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННОМ КОЛЛАЙДЕРЕ ЦЕРНа – ЭКСПЕРИМЕНТ L3

А.А.Воробьев, А.Г.Крившич, В.А.Щегельский

В Европейском центре ядерных исследований – ЦЕРНе – в 80-е годы был построен крупнейший в мире ускорительный комплекс – Большой электрон-позитронный коллайдер (Large Electron-Positron Collider – LEP). В глубоком тоннеле (50 – 170 м) длиной 27 км пучки электронов и позитронов ускоряются до энергий 45 ГэВ[1]. При столкновении этих пучков рождаются Z^0-бозоны, фундаментальные частицы – переносчики слабого взаимодействия.

Четыре экспериментальные установки, расположенные в подземных залах в местах пересечения пучков, предназначены для всестороннего изучения явлений при столь высоких энергиях. Самый большой из этих детекторов – L3 – был сооружен объединенными усилиями 1000 физиков и инженеров из 15 стран Западной и Восточной Европы, Азии и США. Начиная с 1986 года, в коллаборации L3 участвует ПИЯФ.

Отличительной особенностью детектора L3 является высокое энергетическое разрешение (лучшее среди всех экспериментов на LEP) при регистрации лептонов и фотонов. Это являлось основным требованием при проектировании элементов установки.

Детектор L3

Магнит L3 является самым большим из когда-либо применявшихся в научных исследованиях: объем его магнитного поля составляет примерно $12 \times 12 \times 12$ м^3. Почти все элементы детектора размещены внутри магнита, общий вес которого 7800 т; магнитное поле, направленное вдоль оси пучков, составляет 0.5 Т. Для получения высокого разрешения при определении энергии мюона необходимо с большой точностью измерять параметры его траектории в магнитном поле, с минимальным количеством вещества на пути частицы. Поэтому мюонный спектрометр должен быть расположен после фильтра и калориметров, останавливающих все сильно-взаимодействующие частицы. На рис. детектор изображен в разрезе.

Элементы детектора поддерживаются стальной трубой длиной 45 м и диаметром 4.45 м. Мюонный спектрометр смонтирован снаружи трубы. Внутри трубы расположены мюонный фильтр, адронный калориметр, электромагнитный калориметр, центральный трековый детектор и торцевые трековые детекторы[2].

[1] В 1996 году началась программа исследований LEP-2, с энергией пучков до 100 ГэВ.

[2] В 1993 – 95 гг. в установку L3 были также включены торцевые мюонные камеры и кремниевый вершинный детектор.

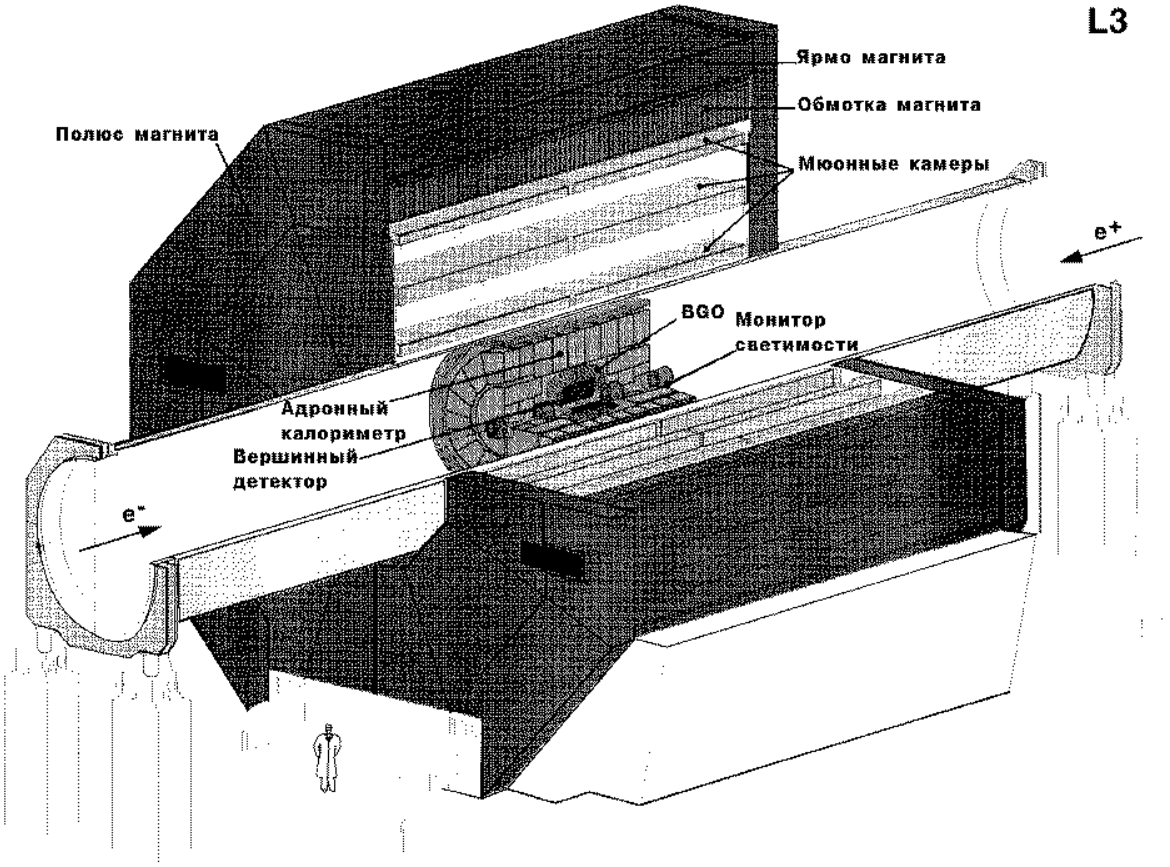

Рис.1. Вид детектора L3 в разрезе

Мюонный детектор

Мюонный детектор состоит из двух «колес», каждое длиной около 6 м. В свою очередь, каждое из них содержит восемь независимых структур – октантов. Каждый октант включает 5 дрейфовых камер, измеряющих координаты трека в плоскости, перпендикулярной оси Z (направление пучка электронов): две камеры в наружном слое по 16 сигнальных проволок в каждой, две камеры в среднем слое по 24 сигнальные проволоки в каждой, и одна камера во внутреннем слое с 16 сигнальными проволоками. Кроме того, внешний и внутренний слои камер окружены дрейфовыми камерами, измеряющими координаты трека вдоль оси Z. Так как траектории мюонов с энергией больше 3 ГэВ укладываются в пределах одного октанта, то выстройка с высокой точностью осуществляется только в пределах каждого октанта с помощью электромеханической системы мониторов. Систематическая ошибка выстройки не превышает 30 мкм. Точность измерений мюонного спектрометра контролируется определением массы Z^0-бозона из распада $Z^0 \to \mu^+\mu^-$. Наблюдаемое разрешение по импульсу мюонов $\sigma(P_\mu/E_{beam}) = 2.5\%$.

Адронный калориметр и мюонный фильтр

Энергия адронов, возникающих при e^+e^--столкновениях, измеряется методом полного поглощения в электромагнитном и адронном калориметрах. В качестве поглотителя в адронном калориметре используются урановые пластины, в промежутках между которыми расположены пропорциональные проволочные камеры. Калориметры также служат фильтром, позволяющим только минимально ионизирующим частицам достичь мюонного спектрометра. Общая толщина электромагнитного и адронного калориметров эквивалентна 6 – 7 длинам ядерного поглощения.

Сигналы с проволок пропорциональных камер адронного калориметра сгруппированы таким образом, чтобы измерять поток энергии в так называемых башнях, «смотрящих» в точку взаимодействия в телесном угле с $\Delta\theta = 2°$, $\Delta\varphi = 2°$. Сегментация башен в радиальном направлении обеспечивается объединением проволок только в пределах каждого из 10 слоев калориметра. Детальная информация о пространственном распределении энергии в адронных ливнях позволяет определить направление оси ливня с точностью около 2.5°. Общее энерговыделение при адронных распадах Z^0-бозонов измеряется с погрешностью не хуже 10%.

Мюонный фильтр расположен внутри поддерживающей трубы и добавляет примерно одну длину ядерного поглощения. Фильтр содержит 6 слоев поглотителя из бронзы, между которыми находятся 5 слоев пропорциональных счетчиков в виде труб, параллельных оси Z.

Адронный калориметр и мюонный фильтр также эффективно регистрируют минимально ионизирующие частицы, что позволяет существенно улучшить идентификацию мюонов.

Электромагнитный калориметр

Электромагнитный калориметр L3 имеет высокое энергетическое и пространственное разрешение в широкой области энергий (от 100 МэВ до 100 ГэВ). Он состоит из 11000 кристаллов германата висмута (BGO – Bismuth Germanium Oxide). Каждый кристалл выполнен в виде усеченной пирамиды длиной 27 см с размерами внутреннего и внешнего оснований 2×2 см^2 и 3×3 см^2, соответственно. Энергетическое разрешение калориметра составляет 5% при энергии электронов 100 МэВ и 1.5% при высоких энергиях. Пространственное разрешение при энергиях выше 2 ГэВ составляет около 2 мм. Калориметр позволяет надежно идентифицировать изолированные электроны и фотоны: примесь адронов не превышает 0.1%.

Центральный трековый детектор

Полная длина трека заряженных частиц в центральном трековом детекторе составляет около 30 см. Для определения знака заряда частицы с энергией 50 ГэВ требуется как минимум 50 измерений координат с точностью 50 мкм. Это было достигнуто созданием специальной дрейфовой камеры – TEC (Time Expansion Chamber). Сигнальные проволоки, параллельные оси Z, расположены в области с высоким электрическим полем. Нити отделены сеткой от области низкого поля, где в основном и происходит дрейф электронов. Использование газовой смеси с малой диффузией[3] (при повышенном давлении – 1.2 бар) и

[3] 80% CO_2 + 20% C_4H_{10}.

низкой скоростью дрейфа (6 мкм/нс) позволило успешно решить поставленную задачу.

Центральный трековый детектор окружен двумя цилиндрическими пропорциональными камерами с катодным съемом информации, позволяющими измерять координаты трека вдоль оси Z с точностью 300 мкм, что эквивалентно измерению полярного угла с точностью ~ 1 мрад.

Центральный трековый детектор с высокой точностью измеряет параметры трека в пространстве в диапазоне полярных углов $45^\circ \div 135^\circ$. За пределами этого диапазона точность определения полярного угла значительно падает ($\sigma_\theta \simeq 10$ мрад). Падает и точность определения импульса из-за уменьшения числа измерений координат трека.

Торцевые трековые детекторы – FTC

В области полярных углов $14^\circ \div 35^\circ$ и $145^\circ \div 166^\circ$ измерение параметров треков заряженных частиц осуществляется совместно TEC и торцевыми трековыми детекторами FTC (Forward Tracking Chambers). FTC-детекторы размещены между фланцами TEC (толщиной около 1 радиационной длины) и электромагнитным калориметром, занимая полость размером около 100 мм вдоль пучка. При этом FTC измеряет две координаты трека (X и Y) с точностью не хуже 200 мкм.

FTC состоит из четырех дисков, каждый из которых содержит 26 прямоугольных ячеек, представляющих собой дрейфовые камеры с четырьмя сигнальными проволоками, определяющими координаты трека в плоскости, перпендикулярной оси Z, путем измерения времени дрейфа. Измерение амплитуд сигналов с обоих концов сигнальных проволок позволяет также оценивать координату трека вдоль направления сигнальной проволоки методом деления заряда.

На рис.2 приведен пример зависимости пространственного разрешения от полного времени дрейфа. Ухудшение разрешения при малых временах дрейфа связано с флуктуациями в процессе ионизации. При бо́льших временах дрейфа диффузия электронного облака также несколько ухудшает разрешение. Тщательное формирование квазиоднородного электрического поля (см. рис.3) позволило значительно уменьшить краевые эффекты, неизбежные при столь малых размерах дрейфовой ячейки [1].

Конструкция детектора определяет также и расстояние, на котором два трека могут быть разделены. Измеренное значение этой величины ($2.5 \div 2.7$ мм) соответствует ожиданиям. При измерении координаты методом деления заряда разрешение оказалось равным примерно 20 мм, что является хорошим результатом, поскольку в качестве сигнальной используется стандартная низкоомная проволока.

Качество калибровки и выстройки FTC может быть проиллюстрировано на примере двухчастичного распада $Z^0 \to \mu^+\mu^-$. В данном распаде образовавшиеся мюоны имеют большие импульсы (~ 45 ГэВ). В области полярных углов $14^\circ \div 35^\circ$ и $145^\circ \div 166^\circ$ количество измеренных с помощью TEC точек в 1.5 – 2 раза меньше, чем в центральной части детектора. Поэтому вероятность неправильного определения знака заряда с использованием только информации TEC в этом случае близка к 50%. Хотя FTC имеет несколько меньшую точность измерения координат, чем TEC, длина пути мюонов в магнитном поле здесь примерно в 1.5 раза больше (точность измерения кривизны трека квадратично зависит от его длины). На рис.4 приведено распределение разности азимутальных углов точек пересечения траекторий мюонов с дисками FTC: два пика соответствуют двум разным траекториям отрицательно заряженных мюонов – в переднюю или заднюю полусферы. Из

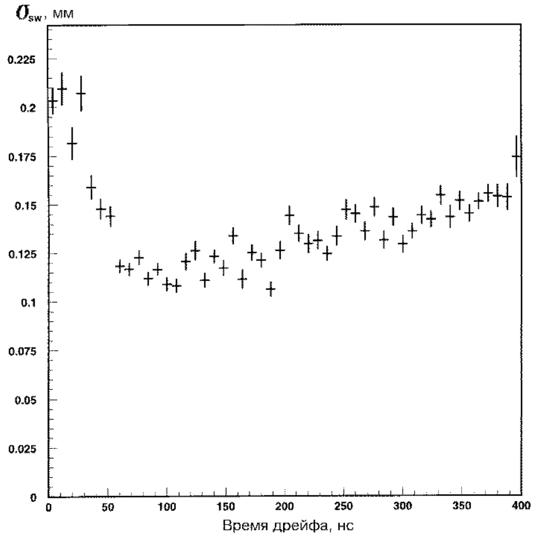

Рис.2. Разрешение сигнальной проволоки FTC в зависимости от времени дрейфа.

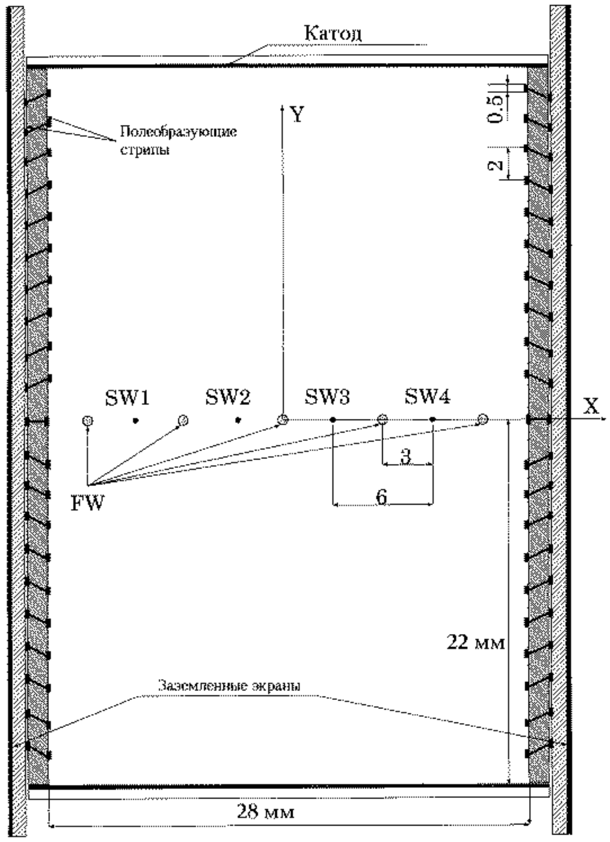

Рис.3. Схема ячейки FTC. Показаны дополнительные полеобразующие стрипы, формируюшие квазиоднородное электрическое поле.

рисунка следует, что вероятность неправильного определения знака заряда мюона мала.

Вполне естественна высокая точность измерения с помощью FTC полярного угла θ: расстояние до центра установки L3 задается геодезическими измерениями, а координаты пересечения траектории с дисками FTC определены с точностью не хуже 200 мкм, поэтому $\sigma_{FTC}(\theta)\simeq$ 0.5 мрад. Однако при импульсах частиц меньше 15 ГэВ многократное рассеяние во фланцах TEC ограничивает точность определения полярного угла.

Основные результаты

С 1989 года с помощью установки L3 было зарегистрировано более 5 млн. распадов Z^0-бозонов. Обработка данных продолжается. Тем не менее, нет оснований ожидать по окончании анализа заметного изменения фундаментальных физических выводов, опубликованных до середины 1996 года.

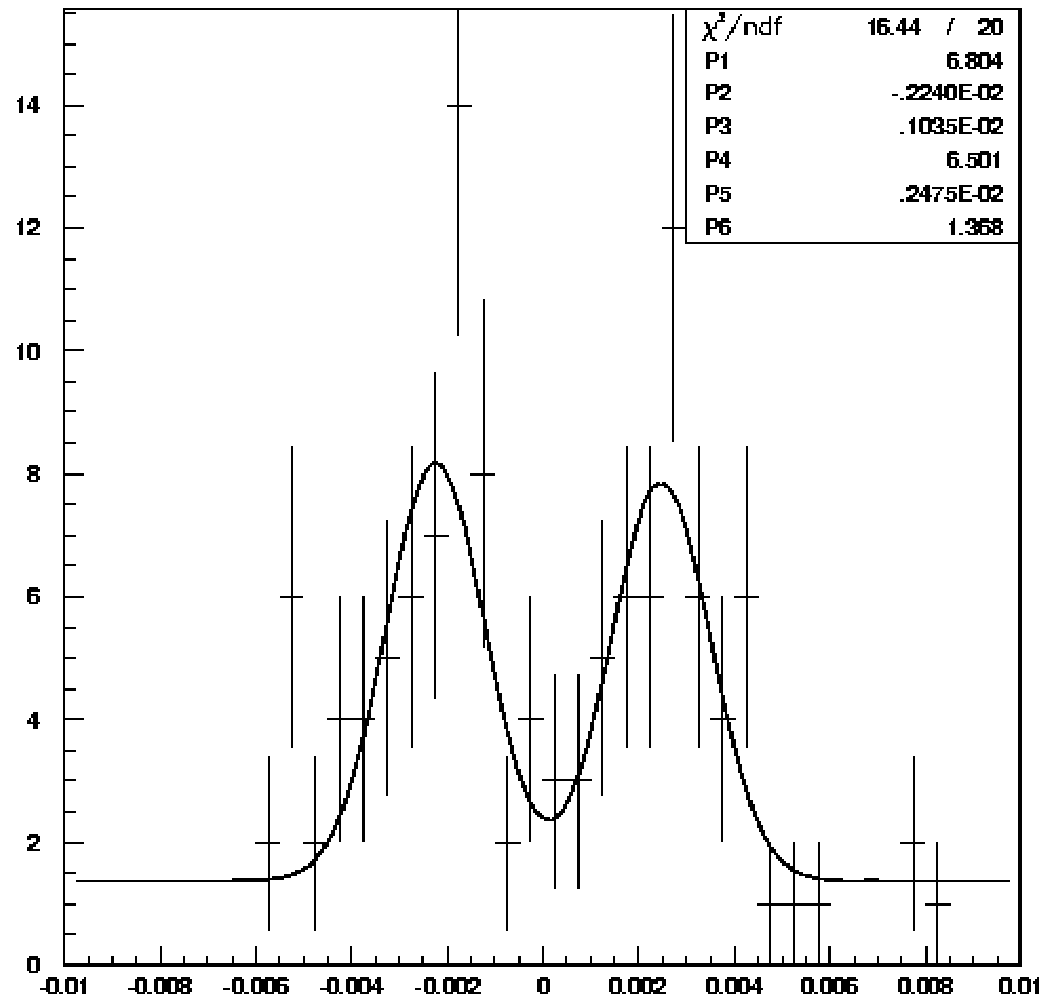

Рис.4. Разность азимутальных углов (в радианах) в димюонных событиях, измеренная с помощью FTC.

Параметры электрослабого взаимодействия и проверка Стандартной модели

Параметры электрослабого взаимодействия были определены путем исследования реакций $e^+e^- \to$ адроны(γ), $e^+e^- \to \mu^+\mu^-(\gamma)$, $e^+e^- \to \tau^+\tau^-(\gamma)$, $e^+e^- \to e^+e^-(\gamma)$. Все наблюдения подтверждают гипотезу универсальности лептонов. Следующие свойства Z^0-бозонов были получены из данных по адронным и лептонным сечениям:

$$m_Z = 91195 \pm 9 \text{ МэВ},$$
$$\Gamma_Z = 2494 \pm 10 \text{ МэВ},$$
$$\Gamma_{\text{had}} = 1748 \pm 10 \text{ МэВ},$$
$$\Gamma_l = 83.49 \pm 0.46 \text{ МэВ}.$$

Соответствующая невидимая ширина

$$\Gamma_{inv} = 496.5 \pm 7.9 \text{ МэВ}$$

отвечает, в рамках Стандартной модели, количеству семейств легких нейтрино, равному

$$N_\nu = 2.981 \pm 0.050.$$

Прямое определение числа семейств легких нейтрино было произведено путем измерения сечения процесса $e^+e^- \to \nu\bar{\nu}\gamma$:

$$\mathrm{N}_\nu = 3.14 \pm 0.24 \text{ (стат.) } \pm 0.12 \text{ (сист.)}.$$

Из асимметрии вылета лептонов вперед-назад и средней поляризации τ-лептонов, определены следующие значения эффективных констант связи слабых нейтральных токов с лептонами:

$$\bar{g}_{Vl} = -0.0378^{+0.0045}_{-0.0042},$$
$$\bar{g}_{Al} = -0.4998 \pm 0.0014.$$

В рамках Стандартной модели с учетом измеренных значений асимметрии вылета лептонов вперед-назад и парциальной ширины распада $Z^0 \to b\bar{b}$ было получено следующее значение эффективного угла смешивания электрослабого взаимодействия:

$$\sin^2\bar{\theta}_W = 0.2326 \pm 0.0012.$$

Получены также оценки массы t-кварка и W-бозона:

$$m_t = 158^{+32}_{-40} \pm 19 \text{ ГэВ},$$
$$m_{\mathrm{W}} = 80.22 \pm 0.22 \text{ ГэВ}.$$

Анализ изолированных жестких фотонов, сопровождающих адронные распады Z^0-бозонов, позволил оценить электрослабую константу связи кварков с Z^0-бозоном:

$$c_{u,d} = 4(\bar{g}_V^2 + \bar{g}_A^2)_{u,d},$$

где индексы u и d обозначают, соответственно, кварки с зарядом +2/3 (u-типа) и -1/3 (d-типа). Из сравнения полученных результатов с независимо измеренной в L3 полной адронной шириной Z^0-бозонов были найдены следующие значения:

$$c_u = 0.92 \pm 0.22, \quad c_d = 1.63 \pm 0.15.$$

Эти результаты хорошо согласуются с предсказаниями Стандартной модели:

$$c_u = 1.156 \pm 0.014, \quad c_d = 1.486 \pm 0.015.$$

Для распадов Z^0-бозонов с нарушением сохранения лептонного числа получены следующие пределы (доверительный уровень 95%):

$$\mathrm{BR}(Z^0 \to e\mu) < 0.6 \times 10^{-5},$$
$$\mathrm{BR}(Z^0 \to e\tau) < 1.3 \times 10^{-5},$$
$$\mathrm{BR}(Z^0 \to \mu\tau) < 1.9 \times 10^{-5}.$$

Поиск новых частиц

Существование бозона Хиггса H^0 в рамках Минимальной стандартной модели исключено данными L3 в диапазоне масс $0 \leq m_{H^0} < 57.7$ ГэВ. Не найдено признаков рождения нейтральных и заряженных бозонов Хиггса, предсказанных неминимальными моделями.

Не обнаружено существования дополнительных тяжелых калибровочных бозонов Z'; угол смешивания $(Z - Z')$ найден равным нулю в рамках всех моделей.

События с одним или двумя жесткими изолированными фотонами были использованы для поиска новых процессов, проходящих с испусканием фотонов. Получены следующие оценки (доверительный уровень 95%) для рождения возбужденных кварков:

$$\sigma(e^+e^- \to Z^0 \to q^*q) \times \mathrm{BR}(\mathrm{q}^* \to \mathrm{q}\gamma) < 10 \text{ пб},$$
$$\sigma(e^+e^- \to Z^0 \to q^*q^*) \times \mathrm{BR}^2(\mathrm{q}^* \to \mathrm{q}\gamma) < 2 \text{ пб}.$$

Не найдено признаков существования нейтралино. Это дает оценку порядка 10^{-5} для верхнего предела вероятности распадов $Z^0 \to \chi\chi'$ и $Z^0 \to \chi'\chi'$. В рамках Минимальной суперсимметричной стандартной модели существование легчайшего нейтралино χ исключено вплоть до массы $m_\chi \simeq 18$ ГэВ, если $\mathrm{tg}\beta > 2$, либо масса глюино $m_{\tilde{g}} > 100$ ГэВ.

Произведен прямой поиск трех типов изосинглетных нейтральных тяжелых лептонов N_e, N_μ и N_τ, предсказываемых во многих расширениях Стандартной модели. Не найдено ни одного кандидата; установлен верхний предел

$$\mathrm{BR}(Z^0 \to \nu_l N_l) < 3 \times 10^{-5}$$

на доверительном уровне 95% для диапазона масс от 3 ГэВ до m_Z.

Проведен анализ адронных распадов Z^0-бозонов с целью поиска сигналов от новых узких векторных резонансов, близких по массе к Z^0. Отсутствие на доверительном уровне 95% признаков новых состояний позволяет исключить существование кваркония в диапазоне масс от 87.7 до 94.7 ГэВ.

Четырехфермионные события были использованы при поиске новых частиц, рождающихся в реакции $\mathrm{e^+e^-} \to Z^0 \to XZ^*$, где X или Z^* распадаются на лептон-лептонную или кварк-кварковую пару. Количество зарегистрированных событий и их кинематические распределения совпали с вычислениями в рамках Стандартной модели. Никакой существенной структуры не было найдено в спектрах дилептонной инвариантной массы или массы отдачи.

Проверка квантовой электродинамики (КЭД)

Найдены интегральное и дифференциальное сечения реакции $e^+e^- \to \gamma\gamma(\gamma)$ при энергиях около 91 ГэВ в системе центра масс. Результаты находятся в хорошем согласии с предсказаниями КЭД. Установлены нижние пределы на доверительном уровне 95% для значений масштабного параметра точечного взаимодействия $\Lambda > 602$ ГэВ, массы возбужденного электрона $m_{\mathrm{e}^*} > 146$ ГэВ и параметров обрезания КЭД $\Lambda_+ > 149$ ГэВ and $\Lambda_- > 143$ ГэВ.

Найдены следующие верхние пределы (доверительный уровень 95%) для парциальных ширин радиационных распадов Z^0-бозонов:

$$\begin{gathered}\mathrm{BR}(Z^0 \to \gamma\gamma) < 5.2 \times 10^{-5},\\ \mathrm{BR}(Z^0 \to \pi^0\gamma) < 5.2 \times 10^{-5},\\ \mathrm{BR}(Z^0 \to \eta\gamma) < 7.6 \times 10^{-5},\\ \mathrm{BR}(Z^0 \to \gamma\gamma\gamma) < 3.3 \times 10^{-5}.\end{gathered}$$

Определение α_s

Константа связи сильного взаимодействия α_s определена из анализа глобальных параметров и энергетических корреляций для событий, соответствующих адронным распадам Z^0-бозонов. Получено значение

$$\alpha_\mathrm{s}(91.2\ \text{ГэВ}) = 0.125 \pm 0.003(\text{эксп.}) \pm 0.008(\text{теор.}).$$

Инклюзивное рождение адронов в распадах Z^0-бозонов

Исследование инклюзивного рождения мезонов J/ψ и χ_c в адронных распадах Z^0-бозонов дало следующие значения вероятностей распадов:

$$\begin{gathered}\mathrm{BR}(Z^0 \to J + X) = (3.6 \pm 0.5(\text{стат.}) \pm 0.4(\text{сист.}))\times 10^{-3}.\\ \mathrm{BR}(b \to J + X) = (1.3 \pm 0.2(\text{стат.}) \pm 0.2(\text{сист.}))\times 10^{-2},\\ \mathrm{BR}(Z^0 \to \chi_{\mathrm{c}1} + X) = (7.5 \pm 2.9(\text{стат.}) \pm 0.6(\text{сист.}))\times 10^{-3},\\ \mathrm{BR}(b \to \chi_{\mathrm{c}1} + X) = (2.4 \pm 0.9(\text{стат.}) \pm 0.2(\text{сист.}))\times 10^{-2}.\end{gathered}$$

Установлен (доверительный уровень 90%) верхний предел вероятности рождения J/ψ-мезона возбужденными глюонами:

$$\mathrm{BR}(Z^0 \to q\bar{q}g^*; g^* \to J + X) < 7.0 \times 10^{-4}.$$

Также было исследовано инклюзивное рождение нейтральных адронов π^0, η, K^0_s и Λ в распадах Z^0-бозонов. Сравнение результатов с данными, полученными на низкоэнергетических e^+e^--коллайдерах, показало, что Квантовая хромодинамика хорошо описывает форму и энергетическую зависимость адронного спектра.

B-физика

Для адронных распадов Z^0-бозонов измерено отношение $R_b = \Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{\mathbf{had}}$:

$$R_b = 0.222 \pm 0.003(\text{стат.}) \pm 0.007(\text{сист.}).$$

Из анализа событий типа $Z^0 \to b\bar{b}$ были найдены следующие величины: среднее время жизни b-адронов:

$$\tau_b = 1535 \pm 35(\text{стат.}) \pm 28(\text{сист.})\ \text{фс},$$

отношение вероятностей инклюзивного рождения B^* и B-мезонов:

$$N_{B^*}/(N_{B^*} + N_B) = 0.76 \pm 0.08(\text{стат.}) \pm 0.06(\text{сист.}),$$

вероятность инклюзивного распада $b \to \tau\nu X$:

$$\mathrm{BR}(b \to \tau\nu X) = 0.024 \pm 0.007(\text{стат.}) \pm 0.008(\text{сист.}).$$

Измерено значение интегрированного по времени параметра смешивания $B^0 - \bar{B}^0$, для композиции B^0_s- и B^0_d-состояний, образующихся при распаде Z^0-бозонов:

$$\chi_{\mathrm{B}} = 0.123 \pm 0.012(\text{стат.}) \pm 0.008(\text{сист.}).$$

Из сравнения этой величины со значением параметра смешивания для B^0_d-мезонов, полученного коллаборацией CLEO, найдено значение параметра смешивания B^0_s:

$$\chi_{\mathrm{s}} = 0.43^{+0.26}_{-0.17}.$$

Найдено значение асимметрии вылета вперед-назад b- и $\bar{b}$-кварков при энергии в системе центра масс $\sqrt{\mathrm{s}} = 91.30$ ГэВ:

$$\mathrm{A}_{b\bar{b}} = 0.087 \pm 0.011(\text{стат.}) \pm 0.004(\text{сист.}),$$

что соответствует эффективному углу смешивания электрослабого взаимодействия

$$\sin^2\bar{\theta}_W = 0.2335 \pm 0.0021.$$

Поиск электромагнитного распада $b \to s\gamma$, распадов $B^0_{d,s} \to \gamma\gamma$, а также редких распадов $B^0_{d,s}$-мезонов в нейтральных эксклюзивных каналах $\eta\eta$, $\eta\pi^0$ и $\pi^0\pi^0$ не принес положительных результатов. Установлены следующие верхние пределы (доверительный уровень 90%):

$$\begin{gathered}
\mathrm{BR}(b \to s\gamma) < 1.2 \times 10^{-3},\\
\mathrm{BR}(B^0_d \to \gamma\gamma) < 3.9 \times 10^{-5},\\
\mathrm{BR}(B^0_s \to \gamma\gamma) < 14.8 \times 10^{-5},\\
\mathrm{BR}(B^0_d \to \eta\eta) < 4.1 \times 10^{-4},\\
\mathrm{BR}(B^0_s \to \eta\eta) < 1.5 \times 10^{-3},\\
\mathrm{BR}(B^0_d \to \eta\pi^0) < 2.5 \times 10^{-4},\\
\mathrm{BR}(B^0_s \to \eta\pi^0) < 1.0 \times 10^{-3},\\
\mathrm{BR}(B^0_d \to \pi^0\pi^0) < 6.0 \times 10^{-5},\\
\mathrm{BR}(B^0_s \to \pi^0\pi^0) < 2.1 \times 10^{-4}.
\end{gathered}$$

Свойства τ-лептонов

Найдены следующие значения вероятностей полуадронных распадов τ-лептонов:

$$\mathrm{BR}(\tau \to \pi/K\ \nu_\tau) = 0.1182 \pm 0.0026\ (\text{стат.}) \pm 0.0043\ (\text{сист.}),$$

$$\mathrm{BR}(\tau \to \pi/K\ \pi^\circ\ \nu_\tau) = 0.2505 \pm 0.0035\ (\text{стат.})\ \pm 0.0050\ (\text{сист.}),$$
$$\mathrm{BR}(\tau \to \pi/K\ 2\pi^\circ\ \nu_\tau) = 0.0888 \pm 0.0037\ (\text{стат.})\ \pm 0.0042\ (\text{сист.}),$$
$$\mathrm{BR}(\tau \to \pi/K\ 3\pi^\circ\ \nu_\tau) = 0.0170 \pm 0.0024\ (\text{стат.})\ \pm 0.0038\ (\text{сист.}).$$

Определены также вероятности распадов τ-лептонов с участием нейтральных каонов:

$$\mathrm{BR}(\tau^- \to \nu_\tau \pi^- \bar{K}^0) = 0.0095 \pm 0.0015(\text{стат.}) \pm 0.0006(\text{сист.}),$$
$$\mathrm{BR}(\tau^- \to \nu_\tau \pi^- \pi^0 \bar{K}^0) = 0.0041 \pm 0.0012(\text{стат.}) \pm 0.0003(\text{сист.}),$$
$$\mathrm{BR}(\tau^- \to \nu_\tau \pi^- K^0 \bar{K}^0) = 0.0031 \pm 0.0012(\text{стат.}) \pm 0.0004(\text{сист.}).$$

Измеренная поляризация τ-лептонов $P_\tau(\cos\theta)$ позволила определить значения величин:

$$A_l = 2g_{Vl}g_{Al}/({g_{Vl}}^2 + {g_{Al}}^2), \quad l = e, \tau\ ,$$

$$A_\tau = 0.150 \pm 0.013(\text{стат.}) \pm 0.009(\text{сист.}),$$
$$A_e = 0.157 \pm 0.020(\text{стат.}) \pm 0.005(\text{сист.}),$$

что соответствует отношению векторной и аксиально-векторной слабых нейтральных констант связи, равному

$$g_{Ve}/g_{Ae} = 0.0791 \pm 0.0099(\text{стат.}) \pm 0.0025(\text{сист.})$$

для электронов и

$$g_{V\tau}/g_{A\tau} = 0.0752 \pm 0.0063(\text{стат.}) \pm 0.0045(\text{сист.})$$

для τ-лептонов, в соответствии с гипотезой e-τ-универсальности. В предположении e-τ-универсальности найдено значение эффективного угла смешивания электрослабого взаимодействия:

$$\sin^2\bar{\theta}_W = 0.2309 \pm 0.0016.$$

Анализ высокоэнергетичных ($E_\gamma > 15$ ГэВ) однофотонных событий позволил установить верхний предел для магнитного момента τ-нейтрино, равный $4.1\times10^{-6}\mu_B$ (доверительный уровень 90%).

Двухфотонная физика

При исследовании реакции $e^+e^- \to e^+e^-\gamma^*\gamma^* \to e^+e^-K^0_{\mathrm{s}}K^0_{\mathrm{s}}$ наблюдалось рождение $f_2(1525)$-резонанса. Измерено значение произведения радиационной ширины на вероятность распада:

$$\Gamma_{\gamma\gamma}(f_2')\times\mathrm{BR}(f_2' \to K\bar{K}) = 0.093 \pm 0.018(\text{стат.}) \pm 0.022(\text{сист.})\ \text{кэВ}.$$

Величина угла смешивания тензорного мезонного нонета равна

$$\theta = (29.4^{+1.4}_{-1.6})^\circ.$$

Проведено изучение образования η_c-мезонов в двухфотонных столкновениях. Отобрано 28 событий в 12 различных каналах распада η_c-мезонов. Величина фона оценена в 11 событий. Найдена двухфотонная радиационная ширина:

$$\Gamma_{\gamma\gamma}(\eta_c) = 8.0 \pm 2.3(\text{стат.}) \pm 2.4(\text{сист.})\ \text{кэВ}.$$

Вклад ПИЯФ

Эксперимент L3 – один из крупнейших в физике высоких энергий. ПИЯФ внес существенный вклад в создание экспериментального комплекса L3: половина кристаллов электромагнитного калориметра была изготовлена совместно из материалов, поставленных ПИЯФ; высоковольтный монитор для мюонного спектрометра был разработан, изготовлен и смонтирован специалистами ПИЯФ; вся электроника сбора данных и контроля эксперимента L3 (около 1000 крейтов CAMAC и FASTBUS) расположена в стойках с водяным охлаждением, спроектированных (совместно с ЦЕРНом) и изготовленных в ПИЯФ; наконец, торцевые трековые детекторы FTC, включая электронику, были разработаны и изготовлены в ПИЯФ. Физиками ПИЯФ осуществляется эксплуатация FTC, включая его выстройку и калибровку. Стоимость поставленных ПИЯФ материалов и оборудования оценивается в 10 млн. швейцарских франков.

В подготовке физической программы, создании программного обеспечения, монтаже детектора, наборе статистики, обработке данных и анализе физических результатов в разное время принимал участие большой коллектив Отделения физики высоких энергий ПИЯФ:

> Г.Алхазов, В.Андреев, Вл.Андреев, А.Атаманчук, А.Быков, С.Волков, Ан.Воробьев, Г.Гаврилов, Н.Зайцев, А.Залите, Ю.Залите, А.Кулбардис, П.Левченко, В.Малеев, А.Надточий, С.Патричев, Д.Прокофьев, О.Прокофьев, Н.Сагидова, Н.Смирнов, В.Суворов, И.Ткач, О.Федин, А.Царегородцев, Л.Шипунов, А.Щетковский.

Большой вклад в проектирование и производство электроники внесли сотрудники Отдела радиоэлектроники (Э.Спириденков) и Отдела гибридных технологий (В.Ивочкин). Практически все подразделения института участвовали в той или иной степени в подготовке эксперимента L3. Общее руководство финансовыми и техническими вопросами осуществлял заместитель директора института Н.Абросимов. Своевременные поставки оборудования и материалов обеспечивал Отдел снабжения (Л.Жигунова). В течение 4 лет напряженно работали Центральное конструкторское бюро (В.Размыслович) и Опытное производство (Л.Рабинский, Е.Иванов).

Большие работы были выполнены при изготовлении электроники и элементов камер FTC в Отделе автоматизации института (Ю.Рябов, А.Кудин, Г.Шаблий). Наконец, все громоздкое оборудование, изготовленное в ПИЯФ, было доставлено в Женеву транспортом института (В.Гугнешов).

Заключение

В 1995 году программа LEP-1 закончилась. Установкой L3 было зарегистрировано более 5 млн. распадов Z^0-бозонов. Опубликовано около 100 статей[4]. Обработка полученных данных будет продолжаться еще 2 – 3 года. Три других эксперимента на LEP (ALEPH, OPAL и DELPHI) обладают примерно такой же статистикой каждый. Результаты всех экспериментов находятся в хорошем согласии.

Главный результат программы LEP-1 – утверждение справедливости Стандартной модели. Не найдено ни одного факта, который не укладывался бы в рамки этой теории. Экспериментально измерено число семейств лептонов. В рамках модели на основе измеренных радиационных поправок «вычислена» масса t-кварка. Обнаружение t-кварка и измерение его массы (совпавшей с предсказаниями LEP) в экспериментах на протон-антипротонном коллайдере FNAL явилось еще одним свидетельством торжества Стандартной модели.

Программа LEP-2 начинается в 1996 году. Энергия пучков возрастет сначала до 80 – 85 ГэВ, а в 1997-98 годах достигнет 100 ГэВ. В 1996 году состоится первый сеанс набора данных при энергиях несколько выше порога рождения пар W^+W^-. При этих условиях определение массы W-бозона слабо зависит от модельных предположений, и масса может

[4]Для краткости ссылки приведены на препринты статей, направленных в известные журналы – Nuclear Instruments and Methods, Physics Reports, Physics Letters

быть измерена с точностью около 100 МэВ. При более высоких энергиях появится возможность изучить характер связи бозонов между собой – исследовать взаимодействия WZW, $W\gamma W$. Одной из главных целей повышения энергии до 100 ГэВ являются поиски бозона Хиггса: в суперсимметричном расширении Стандартной модели возможно существование заряженных и нейтральных Хиггс-бозонов с массой менее 100 ГэВ.

По существующим планам, ускорительный комплекс LEP будет работать до 1999 – 2000 годов, и эксперимент L3 еще долго будет находиться на переднем крае фундаментальных исследований в физике высоких энергий.

Список литературы

[1] *G.E. Gavrilov, A.G. Krivshych, M.K. Jarmarkin.* // Nucl.Instr.Meth., 1995, V.A356, P.189 – 195

[2] Препринты L3 001 $\div$ 035,
CERN-PPE/91-232,
CERN-PPE/92-40, 50, 58, 83, 84, 87, 99, 121, 128, 131, 132, 140, 152, 163, 164, 185, 209,
CERN-PPE/93-30, 31, 37, 44, 53, 60, 68, 126, 150, 151, 157, 158, 166, 172, 207,
CERN-PPE/94-45, 53, 68, 89, 143, 145, 164, 178, 186, 187, 216,
CERN-PPE/95-05, 14, 41, 42, 49, 118, 124, 136, 172, 182, 190, 191, 192,
CERN-PPE/96-17, 24, 29, 38, 46, 48, 49, 50.