

Рождение и распада Z-бозонов

Целью настоящей работы является изучение процессов взаимодействия элементарных частиц при высоких энергиях. Изучение таких процессов является основой физической программы современных ускорителей. В работе используется компьютерное моделирование регистрации продуктов протон-протонных столкновений при энергиях, соответствующих энергиям коллайдера LHC. Исследуются процессы рождения Z-бозонов и их последующие распады.

1. Большой адронный коллайдер (LHC) и детектор ATLAS.
2. Фундаментальные частицы и фундаментальные взаимодействия.
3. Рождение W и Z-бозонов.
4. Распады промежуточных бозонов. Определение массы Z-бозона.
5. Краткие сведения об используемых программных продуктах.
6. Порядок выполнения работы.
7. Контрольные вопросы и задачи.

1. Большой адронный коллайдер (LHC) и детектор ATLAS

Основная задача физики высоких энергий – изучение строения материи на экстремально малых расстояниях. Для этого необходимы установки, которые могут создавать интенсивные потоки пробных частиц, обладающих как можно меньшей длиной волны де Бройля. Их взаимодействие с мишенью позволяет наблюдать особенности структуры мишени, размеры которых соизмеримы с длиной волны пробных частиц. Полная энергия частицы E и ее импульс \vec{p} связаны с приведенной длиной волны ($\lambda = \lambda/2\pi$) формулой де Бройля:

$$\lambda = \frac{\hbar}{|\vec{p}|} = \frac{\hbar c}{\sqrt{E^2 - m^2 c^4}} \Rightarrow \{ \text{при } E \gg m c^2 \} \Rightarrow \frac{\hbar c}{E}, \quad (1)$$

где $\hbar = 6.58 \cdot 10^{-22} \text{ МэВ} \cdot \text{с}$ – приведенная постоянная Планка. Из соотношения (1) следует, что чем меньшей длиной волны должна обладать частица, тем до больших импульсов (энергий) необходимо эту частицу ускорить. Для этой цели строят ускорители высоких энергий.

Первые ускорители высоких энергий были созданы в середине 50-х годов практически одновременно в г. Дубне Московской области, вблизи Женевы (Швейцария) и в Брукхевене (США). Основные знания о структуре микромира, об известных в настоящее время фундаментальных частицах (лептоны, кварки, калибровочные бозоны) и взаимодействиях, получены в экспериментах на ускорителях.

Ускорение частиц очень сложный и дорогостоящий процесс. Достичь значительного выигрыша в энергии можно сталкивая между собой два ускоренных пучка частиц. Для этого оба пучка нужно одновременно сфокусировать в малом объеме области соударения и создать столь высокую плотность частиц, чтобы они могли эффективно

взаимодействовать. Эти проблемы были успешно решены. Ускорители такого типа были созданы и получили название ускорителей на встречных пучках или коллайдеров (от английского collide – сталкивать).

Первые коллайдеры, в которых сталкивались электроны, были запущены в 1965 г. в ИЯФ под Новосибирском и в Стенфордской лаборатории (США). В 1971 г. был построен коллайдер, где сталкивались протоны, а в 1981 г в Европейской организации ядерных исследований (сокращенно CERN) вблизи Женевы был запущен коллайдер, сталкивающий протоны и антипротоны с суммарной энергией 600 ГэВ в системе центра масс (СЦМ) сталкивающихся пучков, в 1985г. в Фермиевской национальной ускорительной лаборатории (FNAL) в США был создан коллайдер протонов и антипротонов с энергией соударения ~ 2 ТэВ в СЦМ ($1 \text{ ТэВ} = 10^3 \text{ ГэВ}$).

В таблице 1 приведены характеристики электрон-позитронных коллайдеров, работающих (или работавших) с начала 1970-х годов. В первом столбце указано название коллайдера, во втором - название научного центра или города в котором работает ускоритель, в третьем - годы работы, в четвертом – максимальная достигнутая энергии пучков в ГэВ в СЦМ. В нижней строчке таблицы приведены характеристики единственного в настоящее время электрон-протонного коллайдера. Характеристики адронных коллайдеров приведены в таблице 2. Результаты экспериментов на коллайдерах дали возможность открыть и пронаблюдать новые явления, новые состояния и новые частицы в физике высоких энергий. Эксперименты на коллайдере SPS (CERN) привели к открытию в 1983 г. промежуточных W- и Z-бозонов, являющихся переносчиками слабого взаимодействия. На ускорителе TEVATRON (FNAL) в 1995 г. был открыт t-кварк. На коллайдерах SLAC и KEKB в 2001 впервые пронаблюдали прямое нарушение зарядово-пространственной четности (CP-нарушения) в B-мезонах. В 2012 году на Большом адронном коллайдере (БАК, LHC) детекторами ATLAS и CMS был открыт бозон Хиггса, что позволило завершить набор фундаментальных частиц Стандартной Модели (СМ).

Эксперименты на ускорителях дали огромное количество новой информации об элементарных частицах и характере взаимодействий между ними. Эта информация стимулировала попытки теоретического описания электромагнитных, слабых и сильных взаимодействия с единых позиций формализма квантовой теории поля. Современное теоретическое описание взаимодействия элементарных частиц дается Стандартной Моделью (СМ). В настоящее время СМ согласуется со всеми известными экспериментальными данными в области физики высоких энергий. Однако СМ как теория не идеальна. Существует целый ряд физических явлений, которым СМ не дает объяснения. К ним относится барион-антибарионная асимметрия вселенной, наличие темной материи и темной энергии во вселенной, наличие массы нейтрино. Коллайдеры строятся для решения различных физических задач. На ускорителе KEKB удобно изучать распады адронов, содержащих b и c кварки (B-физика), коллайдер DAFNE предназначен для изучения физики легких кварков при рождении ϕ -мезонов. Самый крупный из существующих коллайдеров – БАК(LHC) построенный на границе Швейцарии и Франции в ЦЕРН позволяет решать крупный спектр задач, таких как уточнение характеристик СМ, изучение свойств бозона Хиггса, кварк-глюонной плазмы и поиска явлений за пределами СМ (новая физика).

В настоящее время активно продолжается строительство новых коллайдеров. С 2013 г. строится коллайдер NICA в ОИЯИ (Дубна), который будет ускорять тяжелые ионы до

энергии 4,5 ГэВ/нуклон и протоны до 12,6 ГэВ. В Китае планируется построить крупнейший электрон-позитронный коллайдер CEPC с энергией столкновения ~240 ГэВ.

Таблица 1. Электрон-позитронные и электрон-протонные коллайдеры

Название коллайдера	Страна, научный центр	Годы работы	Максимальная энергия, ГэВ
SPEAR	США, SLAC	1972 – 1990	4×4
DORIS	Германия, DESY	1974 – 1993	5.6×5.6
CESR	США, Cornell Univ	1979 – 2002	6×6
PETRA	Германия, DESY	1978 – 1986	19×19
PEP	США, SLAC	1980 – 1990	15×15
TRISTAN	Япония, КЕК	1987 – 1995	30×30
SLC	США, SLAC	1988 – 2008	50×50
BEPC	Китай	1989 – 2004	2.2×2.2
LEP	Швейцария, CERN	1989 – 2000	104×104
VEPP – 4М	Новосибирск, ИЯФ	1994 – н.вр.	5.5×5.5
PEP-II	США, SLAC	1998 – 2008	9(e ⁻)×3.1(e ⁺)
КЕКВ	Япония, КЕК	1999 – 2009	8(e ⁻)×3.5(e ⁺)
DAFNE	Италия, LNF	1999 – н.вр.	0.51×0.51
VEPP – 2000	Новосибирск, ИЯФ	2006 – н.вр.	1.0×1.0
BEPC II	Китай	2008 – н.вр.	1.89×1.89
SuperKEKB	Япония, КЕК	2016 – н.вр.	7(e ⁻)×4(e ⁺)
HERA	Германия, DESY	1992 – 2007	30(e ⁺ ,e ⁻)×820(p)

Таблица 2. Адронные коллайдеры

Название коллайдера	Страна, научный центр	Годы работы	Максимальная энергия, ТэВ	Типы частиц
SppS	Швейцария, CERN	1981 – 1991	0.315×0.315	$p \times \bar{p}$
TEVATRON	США, Fermilab	1987 – 2011	0.98×0.98	$p \times \bar{p}$
RHIC	США, BNL	2001 – н.вр.	0.25 (p), 0.1 (ионы)	спин-поляризованные p, тяжелые ионы
LHC	Швейцария, CERN	2008, 2010 – н.вр.	13.6 (p), 2.76 (ионы)	p, ионы свинца

На данный момент самый большой и сложный из работающих коллайдеров – это LHC (ЦЕРН). На рис. 1 показана схема ускорительного комплекса CERN. Протоны и ионы через накопительные кольца поступают в протонный синхротрон PS (26 ГэВ), который инжектирует протоны в протонный синхротрон SPS (450 ГэВ). Протоны из SPS поступают в тоннель LHC и ускоряются до проектной энергии 14 ТэВ. Пучки LEP и LHC расположены в одном тоннеле, но в разных магнитных системах. Инжектором электронов и позитронов является линейный ускоритель e^+e^- linacs, также показанный на рис. 1.

К 2023 году была достигнута энергия 13,6 ТэВ (6,8 ТэВ на пучок) протон-протонных столкновений в системе центра масс, что является самой большой энергией частиц, когда-либо достигнутой человеком.

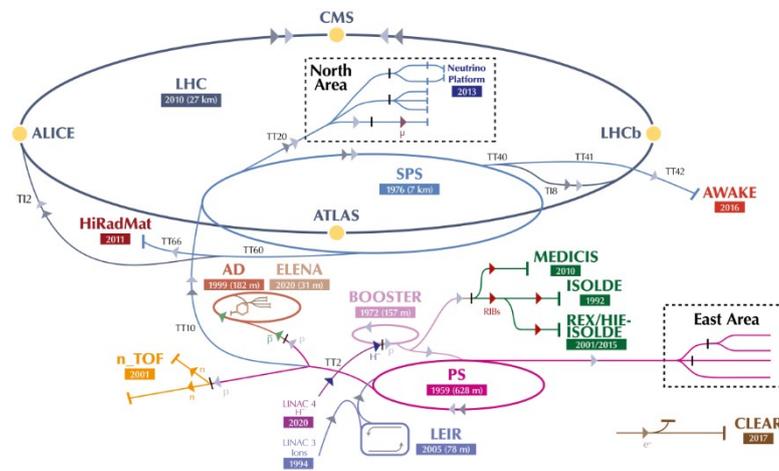


Рис. 1: Схема ускорительного комплекса CERN.

Эффективность получения физической информации с коллайдеров зависит от интенсивности столкновений встречных пучков в области их пересечения. Число столкновений R в секунду определяется произведением сечения взаимодействия пучков σ и светимости коллайдера L

$$R = \sigma L.$$

Светимость L определяется числами частиц N_1 и N_2 в сгустках ускоряемых частиц, числом сгустков в пучках n , а также площадью поперечного сечения пучков S (в предположении, что они полностью перекрываются) и частотой обращения частиц в ускорителе f :

$$L = \frac{fnN_1N_2}{S}$$

Значения светимостей для современных действующих коллайдеров составляют около 10^{31} - 10^{32} $\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$, а светимость LHC составляет $\sim 1\text{-}2 \times 10^{34}$ $\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$.

В 1994 г. комитет LHC утвердил два проекта детекторов, предназначенных для работы на новом ускорителе: ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) и CMS (Compact Muon Solenoid). Оба они были представлены коллективами физиков почти по полторы тысячи человек каждый. Общие принципы действия установок ATLAS и CMS совпадают. Они максимально перекрывают пространство вокруг места соударения ускоренных пучков протонов (так называемые 4π -детекторы). Несмотря на общие черты в строение детекторов ATLAS и CMS есть различия. Детектор ATLAS имеет очень большие размеры, но умеренное сильное магнитное поле ~ 2 Тл, а CMS наоборот создает очень сильное магнитное поле ~ 4 Тл при умеренных размерах. В обоих случаях траектории частиц успевают искривиться примерно на одинаковую величину, поэтому и эффективность их измерения должна быть примерно одинаковой в обоих экспериментах. Решение строить два детектора для проведения физических исследований обусловлено необходимостью подтверждать каждое открытие независимыми экспериментами. Таким

образом, независимо создаваемые установки должны обеспечить надежность получаемых результатов. Каждый детектор имеет свою область пересечения пучков. Всего таких областей на LHC четыре. Две из них предназначены для детекторов ATLAS и CMS. Две оставшиеся предназначены для детекторов ALICE (исследование соударений тяжелых ионов, поиск кварк-глюонной плазмы) и LHCb (изучение физики адронов, содержащих b -кварк). Решение об их строительстве было принято несколькими годами позже решения о строительстве установок ATLAS и CMS. Первые пучки начала циркулировать в LHC в 2008 г, но из-за выхода некоторых магнитов из сверхпроводящего состояния возникла авария в туннеле БАК, что задержало запуск БАК до 2009-2010 гг. Первый полноценный период работы БАК (Run -1) начался проводился при энергиях столкновения 7-8 ТэВ в 2010-2012 гг., а второй период работы с 2015 по 2018 гг. с энергиями pp-столкновений 13 ТэВ. Между периодами работы БАК переходит в режим полной остановки и проводятся усовершенствования детекторов (Long Shutdown). В 2022 году начался третий этап набор статистики на БАК (Run-3) и была достигнута энергия 13,6 ТэВ и планируется завершить Run-3 к 2025 году. С 2028-2040 года БАК будет работать в режиме высокой светимости (High-Luminosity LHC), что позволит увеличить статистику протон-протонных столкновений в 10 раз.

Настоящая лабораторная работа посвящена моделированию экспериментов по исследованию характеристик Z -бозона на установке ATLAS. Ниже будет подробно рассказано об устройстве данной установки и физической программе, которую планируется выполнить на этой установке.

ATLAS – это многоцелевой детектор общего назначения. ATLAS способен изучать любые процессы в физике высоких энергий. Основные физические задачи эксперимента ATLAS – это изучение свойств бозона Хиггса, измерение параметров Стандартной Модели (SM), ведение поиска суперсимметричных партнеров, а также поиска проявления физики за пределами SM.

Детекторы, используемые в физике высоких энергий для регистрации частиц, состоят как правило из нескольких структур. Каждая структура рассчитана для регистрации частиц с определенными характеристиками.

Отдельные структуры детектора расположены так, чтобы частицы последовательно проходили через них, оставляя определённую информацию о прошедшей через них частице. На основе этой информации затем восстанавливаются такие характеристики частицы как её тип, энергия, импульс, первичная точка взаимодействия, характеристики распада и другие. Частица детектируется по взаимодействию с веществом детектора или по вторичным продуктам распада. Взаимодействие различных типов частиц с отдельными структурами детектора показано на рис. 2.

Заряженные частицы, такие как протоны, пионы и каоны детектируются трековым детектором, электромагнитным и адронным калориметрами. Электроны и позитроны детектируются трековым детектором и электромагнитным калориметром. Нейтральные частицы, такие как нейтроны и фотоны, не детектируются в трековом детекторе. Фотоны детектируются электромагнитным калориметром, а нейтроны определяются по энергии, выделяемой в адронном калориметре. При проходе заряженных частиц сквозь электрическое поле возникает тормозное излучение и его интенсивность обратно пропорционально квадрату массы частицы ($I \sim 1/m^2$). Мюоны не участвуют в сильном взаимодействии и имеют в 200 раз большую массу, чем электроны, т.е. тормозное излучение на них влияет намного слабее. Мюоны имеют максимальный пробег в веществе детектора, поэтому для их детектирования обычно используют внешние участки детектора – мюонный детектор. Нейтрино имеют малую величину сечения

взаимодействия с веществом, и, как правило, вылетают из области детектора без взаимодействия.

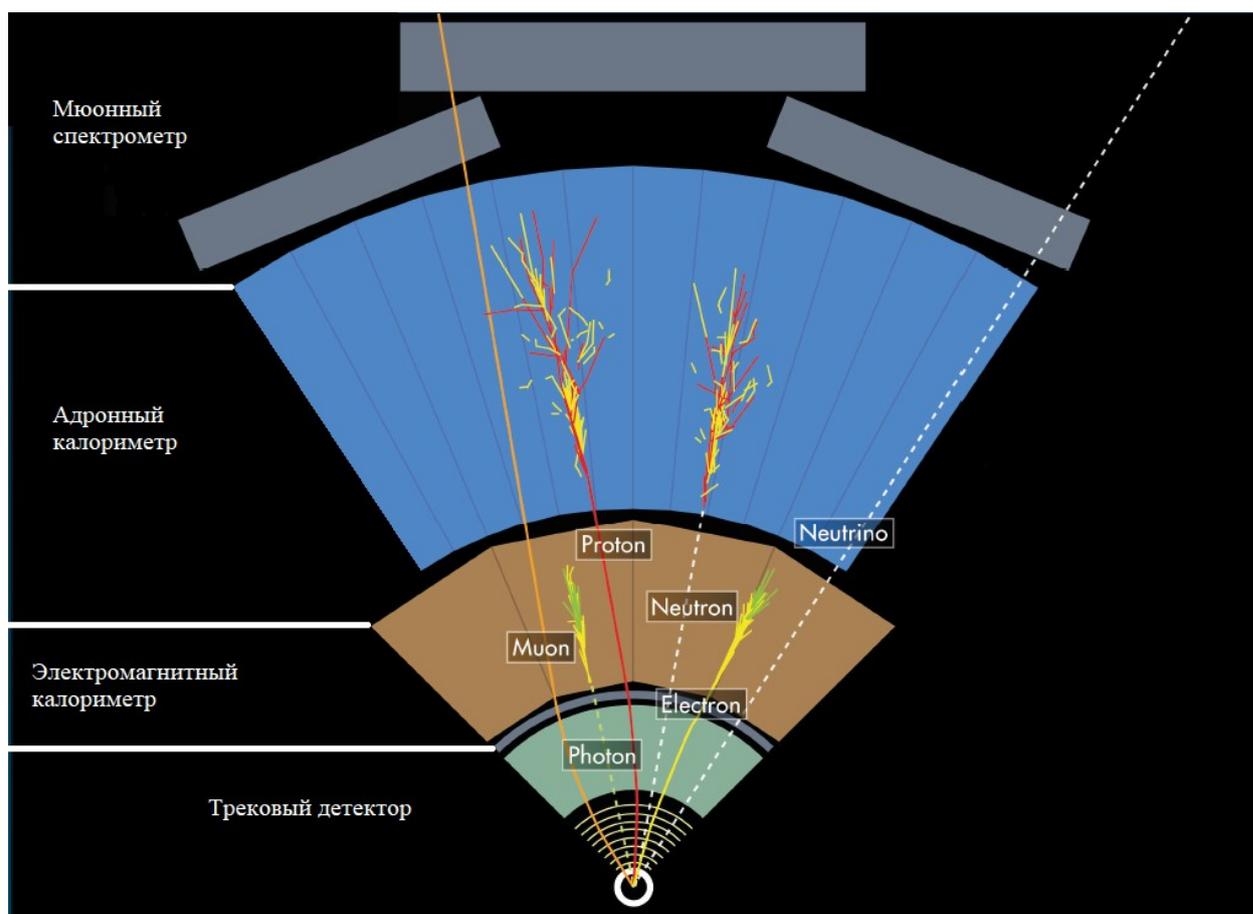


Рис. 2: Взаимодействие различных типов частиц с отдельными структурами детектора.

Многослойная структура детектора позволяет восстановить траекторию частицы и определить точку взаимодействия с точностью несколько микрон. Таким образом каждый тип частиц имеет свою собственную "подпись" в детекторе. Например, если частица обнаруживается только в электромагнитном калориметре то, скорее всего это фотон. Мюон оставляет информацию во всех структурах детектора.

Рассмотрим схему установки ATLAS (рис.3). Область соударения пучков окружена внутренним детектором (Inner Detector). Его диаметр составляет 2 м, а длина 6.5 м. Он помещен в соленоид, который обеспечивает внутри детектора магнитное поле 2 Тл. В магнитном поле треки частиц искривляются в зависимости от знака заряда частицы и ее импульса. Задача детектора – определение первичной точки взаимодействия, траекторий вторичных частиц и измерение их импульсов. Внутренний детектор состоит из пиксельных и кремниевых детекторов с разрешением 10 и 17 мкм, а в самой внешней части находится детектор переходного излучения (TRT), состоящий из пропорциональных дрейфовых трубок диаметром 4 мм, между которыми находится вещество радиатора. TRT способен проводить частичную идентификацию электронов с помощью переходного излучения. Детекторы выполнены так, чтобы частицы пересекали их преимущественно перпендикулярно плоскости детектора или оси трубки.

Дрейфовые трубки повторяют геометрию цилиндра в центральной части, их длина достигает 1.6 м, и расположены в виде колец на большем расстоянии от точки соударения по оси пучка. Точность определения координаты частицы в дрейфовых трубках составляет около 130 микрон, но зато число точек измерения на один трек – 36. Кроме того, дрейфовые трубки регистрируют переходное рентгеновское излучение и, таким образом, обеспечивают идентификацию электронов. Всего в детекторе используется около 350 тысяч дрейфовых трубок. Такое большое количество трубок необходимо для

того, чтобы обеспечить 4π-геометрию установки и обусловлено требованием эффективности восстановления траекторий частиц.

Внутренний трековый детектор заключен в оболочку калориметров. Калориметрия играет основную роль в установке ATLAS. Она обеспечивает прецизионное измерение энергии электронов, фотонов, "струй" адронов, возникающих при адронизации кварков и "недостающей" энергии, уносимой нейтрино или другими нейтральными слабовазаимодействующими частицами, например, суперсимметричными партнерами уже известных частиц. Калориметры состоят из нескольких крупных модулей, предназначенных для регистрации адронов и для регистрации электромагнитного излучения в центральной области. Модули электромагнитного калориметра и торцевых

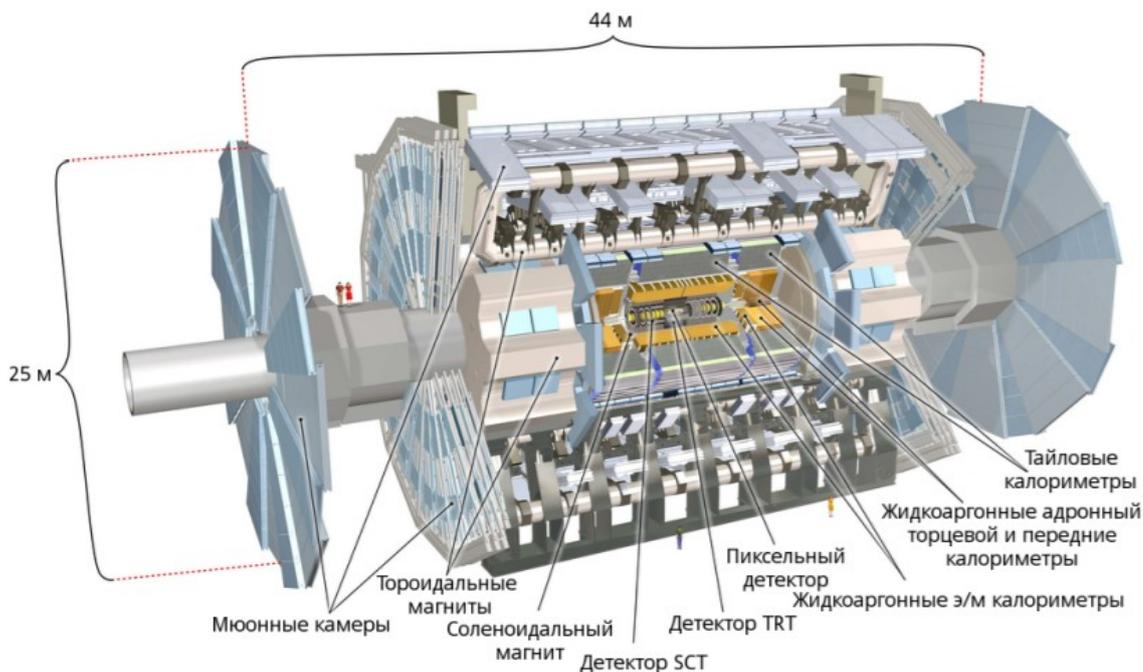


Рис.3. Общий вид детектора ATLAS

адронных калориметров в качестве вещества поглотителя используют жидкий аргон, что обеспечивает необходимое быстродействие, высокое разрешение и высокую радиационную стойкость детектора. Адронный калориметр в центральной части собран из железных пластин, прослоенных сцинтилляторами. Это более дешевая и достаточно надежная конструкция по сравнению с жидкоаргонными калориметрами.

Мюонная система ATLAS расположена за калориметрами, в которых поглощаются все электроны, фотоны и адроны. Мюоны имеют высокую проникающую способность и в калориметрах поглощаются очень мало. Поэтому практически все зарегистрированные мюонной системой заряженные частицы являются мюонами. Основным типом детекторов в мюонной системе являются дрейфовые трубки диаметром 3 см. Результаты измерений, полученные с помощью мюонной системы (внешней трековой системы), "сшиваются" с данными внутреннего детектора для полной идентификации частиц.

Установка ATLAS была размещена под землей на глубине 100 м. Соударения протонных пучков будут происходить каждые 25 наносекунд, то есть с частотой 40 МГц. При планируемой на первом этапе светимости ускорителя $10^{33} \text{ част/сек}^{-1}/\text{см}^{-2}$ при каждом столкновении пучков происходило в среднем 2-3 протонных соударения. При светимости $10^{34} \text{ част/сек}^{-1}/\text{см}^{-2}$ при каждом столкновении пучков происходит ~ 25 протонных соударений.

2. Фундаментальные частицы и фундаментальные взаимодействия

Фундаментальными называют частицы, которые по современным представлениям не имеют внутренней структуры. В 1963 году М. Гелл-Маном и Цвейгом была предложена идея кварковой структуры адронов. За последние 40 лет эта идея была подтверждена целым рядом экспериментов. Экспериментально открыты 12 фундаментальных фермионов (спин 1/2). Они приведены в табл. 3.

Таблица 3. Фундаментальные фермионы

Взаимодействие			Поколения			Заряд, Q/e	
			1	2	3		
Сильное	Электромагнитное	Слабое	Лептоны	ν_e	ν_μ	ν_τ	0
				e	μ	τ	-1
		Кварки		u	c	t	+2/3
				d	s	b	-1/3

12 фундаментальным фермионам соответствуют 12 антифермионов.

Тип кварка (u,d,s,c,b,t) принято называть его ароматом (flavor). В таблице 4 перечислены характеристики кварков. Помимо перечисленных в таблице характеристик, кварки обладают еще одним квантовым числом, называемым «цвет» (color). Каждый из 6 ароматов кварков (u,d,s,c,b,t) существует в трех цветовых разновидностях, например: зеленой, синей и красной. Антикварки имеют соответствующий антицвет: антизеленый, антисиний, антикрасный. Адроны «бесцветны», то есть цвета составляющих их кварков перемешаны поровну и в сумме дают отсутствие цвета («белый» цвет).

Кварки в свободном состоянии не наблюдаются, они входят в состав адронов — частиц, участвующих в сильных взаимодействиях. Адроны, имеющие полуцелый спин, называются барионами. Известные барионы состоят из трех кварков (qqq) и имеют барионный заряд $B = 1$. К числу барионов относятся протон и нейтрон с кварковыми структурами $p=(uud)$, $n=(udd)$. Адроны, состоящие из кварков пяти ароматов (u,d,c,s,b), были подробно изучены с помощью ускорителей. t-кварк столь массивен, что для его образования потребовались ускорители колоссальных энергий. В апреле 1995 года он был обнаружен в экспериментах Национальной ускорительной лаборатории им. Э. Ферми (FNAL).

Частицы, имеющие целый спин, называются мезонами. Они имеют барионный заряд $B = 0$. Мезоны состоят из кварка и антикварка ($q\bar{q}$).

Переносчики сильного взаимодействия — глюоны имеют не один, а два цветовых индекса (цвет и антицвет). Всего имеется 8 цветных глюонов, поскольку комбинация $3\bar{3}+c\bar{c}+k\bar{k}$ не имеет цветового заряда (т.е. является «белой») и, следовательно, не переносит сильное взаимодействие. В свободном состоянии глюоны не существуют. Они, как и кварки, «заперты» внутри бесцветных адронов.

Таблица 4. Кварки ($J=1/2$, $B=1/3$)

Характеристика	Символ	d	u	s	c	b	t
электрический заряд	Q/e	-1/3	+2/3	-1/3	+2/3	-1/3	+2/3
изоспин	I	1/2	1/2	0	0	0	0
проекция изоспина	I_3	-1/2	+1/2	0	0	0	0
странность (strangeness)	s	0	0	-1	0	0	0
charm	c	0	0	0	+1	0	0
bottomness (beauty)	b	0	0	0	0	-1	0
topness (truth)	t	0	0	0	0	0	+1

Кроме кварков существует еще шесть типов фермионов со спином $1/2$, называемых лептонами. Они не участвуют в сильных взаимодействиях. В отличие от кварков, любой из шести лептонов наблюдается в свободном состоянии. Электрон – самый изученный лептон. Два других заряженных лептона – мюон (открыт в 1937 году в космических лучах) и тау-лептон (открыт в 1975 году на ускорителе). Остальные три лептона – это нейтрино, нейтральные частицы с очень большой проникающей способностью и, вероятно, очень малой массой (если она вообще у них есть). Каждому заряженному лептону соответствует свое нейтрино. Для каждого из шести лептонов существует антилептон с такой же массой и противоположным электрическим зарядом и лептонным квантовым числом.

Для практически полного описания окружающего мира достаточно кварков и лептонов первого поколения. Роль частиц второго и третьего поколений до конца не ясна. Предполагается, что существование трех поколений фермионов должно вести к CP-нарушению в природе и к преобладанию вещества над антивеществом, что, в конечном счете, обуславливает существование окружающего нас мира.

Взаимодействие фундаментальных частиц осуществляется за счет 4 типов взаимодействий: гравитационного, сильного, электромагнитного и слабого. Гравитационные силы практически не проявляются в физике частиц, например, интенсивность гравитационного взаимодействия двух протонов составляет около 10^{-38} интенсивности их электромагнитного взаимодействия. Порядок величин констант взаимодействий, приведенных в таблице 5, соответствует энергии взаимодействия $E < 1$ ГэВ. В области более высоких энергий величины констант взаимодействия зависят от энергии.

В дальнейшем будут обсуждаться три типа фундаментальных взаимодействий: сильное, электромагнитное и слабое.

Таблица 5. Фундаментальные взаимодействия

Взаимодействие	Квант поля	Радиус, см	Константы взаимодействия ($E < 1$ ГэВ)	Пример проявления
сильное	8 глюонов	10^{-13}	1	ядро, адроны,
электромагнитное	γ -квант	∞	10^{-2}	атом
слабое	W^{\pm}, Z	10^{-16}	10^{-6}	β -распад
гравитационное	гравитон	∞	10^{-40}	сила тяжести

Взаимодействия фундаментальных фермионов осуществляются за счет обмена переносчиками взаимодействия – фундаментальными (или калибровочными) бозонами. Взаимодействие частиц, имеющих электрический заряд, происходит посредством обмена квантами электромагнитного поля - фотонами (или γ -квантами). Фотон электрически нейтрален. Сильное взаимодействие осуществляется за счет обмена глюонами (g) – электрически нейтральными безмассовыми переносчиками сильного взаимодействия. Глюоны переносят цветовой заряд (смотри ниже). В слабом взаимодействии принимают участие все лептоны и все кварки. Переносчиками слабого взаимодействия являются массивные W - и Z -бозоны. Существуют положительные W^+ -бозоны и отрицательные W^- -бозоны, являющиеся античастицами по отношению друг к другу. Z -бозон электрически нейтрален. В 2012 году на детекторах ATLAS и CMS был открыт бозон Хиггса, что

завершило открытие всех фундаментальных частиц СМ. Основные квантовые числа фундаментальных бозонов приведены в таблице 6.

По современным теоретическим представлениям бозон Хиггса имеет прямое отношение к концепции происхождения масс элементарных частиц – фундаментальному вопросу современной физики. Стандартная Модель предполагает, что существует еще одно поле, которое практически неотделимо от пустого пространства. Его принято называть полем Хиггса. Считается, что все пространство заполнено этим полем, и что частицы приобретают массу путем взаимодействия с ним. Те из них, которые сильно взаимодействуют с полем Хиггса, являются тяжелыми частицами, а слабо взаимодействующие – легкими. Этот эффект аналогичен эффекту движения тела в вязкой жидкости, когда оно за счет взаимодействия с жидкостью приобретает дополнительную эффективную массу. Еще один пример – электрон в кристалле. Из-за электромагнитного взаимодействия с атомами кристаллической решетки электрон приобретает эффективную массу, отличную от массы свободного электрона. Экспериментальное наблюдение хиггсовского бозона – одно из величайших научных открытий XXI века.

Таблица 6. Фундаментальные (калибровочные) бозоны

Калибровочные бозоны	Масса, ГэВ	J, спин	P, четность	I, изоспин	Основные моды распада, %	Ширина распада, ГэВ
γ	0	1	-1	0, 1	стабилен	
g	0	1	-1	0	стабилен	
W^{\pm}	80.377 ± 0.012	1			адроны, 68% $e^+ \nu$, 10.9% $\mu^+ \nu$, 10.2% $\tau^+ \nu$, 11.3%	2.085 ± 0.042
Z	91.1876 ± 0.0021	1			адроны, 70% $\bar{\nu}$ ν , 20% $e^+ e^-$, 3.37% $\mu^+ \mu^-$, 3.37% $\tau^+ \tau^-$, 3.36%	2.4955 ± 0.0023
H	125.25 ± 0.17	0	+1		$b\bar{b}$, 53% WW, ~26% ZZ, ~3% лептоны, фотоны	$3.2^{+2.4}_{-1.7}$

Все процессы взаимодействия частиц подчиняются законам сохранения. В приложении перечислены законы сохранения и указано, в каком типе фундаментальных взаимодействий данная характеристика сохраняется. Отметим, что некоторые законы сохранения аддитивны /A/ (т.е. в процессе сохраняется суммарная величина – например, во всех взаимодействиях сохраняется сумма энергий частиц). Ряд законов сохранения имеет мультипликативный характер /M/ – сохраняется произведение величин. Очень важно, что законы сохранения имеют глубокую связь со свойствами симметрии.

3. Рождение W и Z-бозонов

Процессы, происходящие при соударениях частиц высоких энергий, могут быть упругими или неупругими. В упругих процессах происходит обмен импульсом (энергией) между сталкивающимися частицами, при этом не происходит изменения внутренней структуры сталкивающихся частиц. В неупругих процессах происходит образование новых частиц. Для протонов с импульсами выше 1 ГэВ/с возможны как упругие, так и

неупругие процессы. Вклад неупругих процессов в полное сечение взаимодействия быстро растёт с увеличением энергии взаимодействия. Доля упругого рассеяния уменьшается до 7% для протонов с импульсом 100 ГэВ/с и далее практически не изменяется при увеличении импульсов сталкивающихся частиц. Таким образом, неупругие соударения являются основным взаимодействием протонов высоких энергий.

Рожденные в неупругих соударениях частицы, в основном, являются пионами. Странные частицы и барион-антибарионные пары имеют на один или два порядка меньшую вероятность образования. Образование адронов, содержащих *s*- и *b*-кварки, происходит с еще меньшей вероятностью порядка 10^{-3} - 10^{-5} . Для *t*-кварка эта вероятность еще меньше.

При анализе характера взаимодействия обычно импульсы вторичных частиц раскладывают на поперечную p_{\perp} и продольную p_{\parallel} компоненты относительно направления сталкивающихся частиц. Величина поперечного импульса вторичных частиц характеризует величину импульса, переданного частице в процессе взаимодействия. Процессы неупругого взаимодействия с рождением частиц с малыми поперечными импульсами ($p_{\perp} = 0.4$ ГэВ/с) относятся к "мягким" взаимодействиям. Вторичные частицы с поперечными импульсами свыше 1 ГэВ/с возникают в "жестких" соударениях, т.е. когда в процессе взаимодействия происходят большие передачи импульса.

Как известно, кварки в свободном состоянии не наблюдаются. Если в процессах взаимодействия элементарных частиц рождается кварк-антикварковая пара, то каждый из кварков сразу подхватывает себе партнера из "моря" и образует адрон. Обычно, энергии каждого из кварков хватает на образование не одного, а нескольких адронов. Эти адроны имеют суммарный импульс, равный импульсу породившего их кварка, и движутся в узком конусе в направлении, в котором летел породивший их кварк. Такую группу адронов называют струей (jet). Кварки, образованные в жестких соударениях, обычно порождают струи частиц.

На рис. 6 показана диаграмма образования двухструйного события. На первом этапе при аннигиляции электрона и позитрона рождается виртуальный фотон, то есть такой фотон, для которого не выполняется равенство между квадратом его энергии и квадратом его импульса. На втором этапе виртуальный фотон распадается на кварк-антикварковую пару.

Темный овал на рисунке соответствует процессу рождения кварком и антикварком множества адронов. Финальная стадия процесса изображена в виде двух адронных струй (jet). В адронные струи могут входить как заряженные, так и нейтральные частицы.

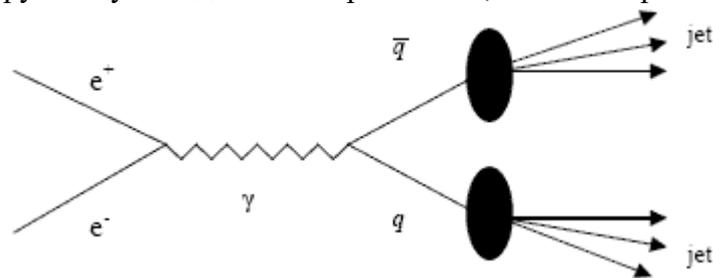


Рис. 6: Диаграмма образования двухструйного события

В жестких соударениях, наряду со всеми другими процессами, происходит образование промежуточных *Z*-бозонов. Диаграммы этих процессов показаны на рис. 7. Первая диаграмма отвечает аннигиляции кварка и антикварка в *Z*-бозон. Она аналогична левой части диаграммы рис. 6 для аннигиляции электрон-позитронной пары в фотон. В таком процессе при определенном подборе энергий сталкивающихся кварков *Z*-бозон может быть реальной, а не виртуальной частицей.

Две другие диаграммы описывают процесс образования *Z*-бозона с дополнительным излучением глюона при столкновении кварка и антикварка и процесс совместного

образования Z -бозона и кварка при слиянии кварка и глюона. При высоких энергиях все три диаграммы дают примерно одинаковый вклад в сечение рождения Z -бозонов.

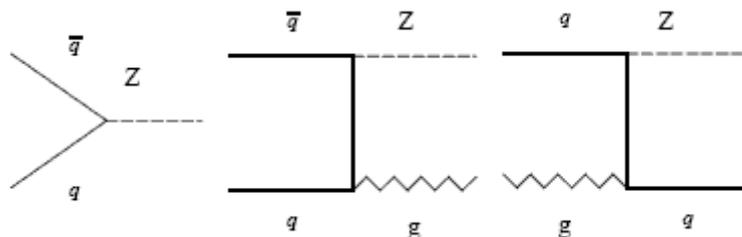


Рис. 7: Диаграммы образования Z -бозонов

Впервые Z -бозоны наблюдались в 1983 году на ускорителе SppS CERN при столкновении пучков протонов и антипротонов. Z -бозоны образовывались при аннигиляции кварка протона с соответствующим ему антикварком антипротона. Характерная диаграмма такого процесса показана на рис. 8.

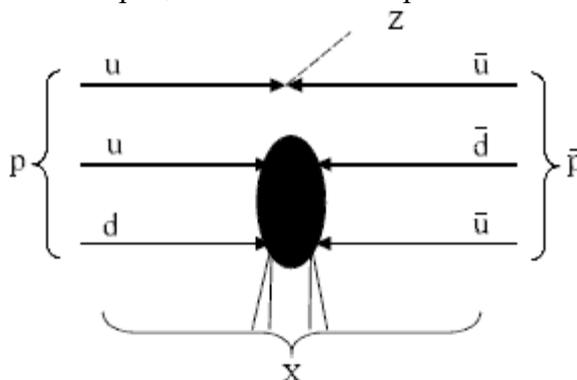


Рис. 8: Диаграмма рождения Z -бозонов в $p\bar{p}$ столкновениях

Диаграмма рождения Z -бозона в электрон-позитронной аннигиляции показана на рис. 9.

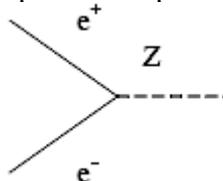


Рис. 9. Диаграмма рождения Z -бозонов в e^+e^- столкновениях.

На коллайдере LEP энергии электронного и позитронного пучков подбирались таким образом, чтобы в сумме они были равны массе Z -бозона. При этом сечение образования Z -бозона повышается на несколько порядков по сравнению с сечениями образования любых других частиц (резонансный эффект).

В протон-протонных столкновениях LHC, основные диаграммы рождения Z -бозона те же, что и в случае протон-антипротонных столкновений. Имеется только одно отличие. В протон-антипротонных столкновениях антикварки входили в состав антипротона, в то время как в протон-протонных столкновениях антикварки возникают из кваркового "моря". Однако светимость LHC гораздо выше светимости SppS, поэтому даже в этом случае Z -бозонов на LHC рождаются на несколько порядков больше, чем на SppS.

4. Распады промежуточных бозонов. Определение массы Z -бозона

Слабое взаимодействие переносится массивными W^\pm - и Z -бозонами. Обмен заряженными W^+ и W^- -бозонами приводит к изменению электрического заряда взаимодействующих фермионов. Эти процессы происходят за счет заряженных токов. Примерами таких процессов являются изображенные на рис. 10 распады мюона и нейтрона.

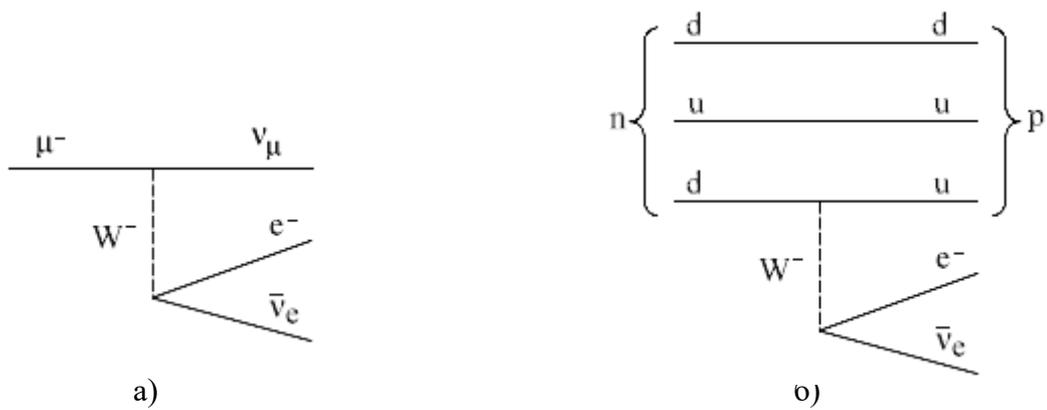


Рис. 10. Диаграммы распадов мюона (а) и нейтрона (б)

Обмен Z-бозоном не приводит к изменению электрического заряда фермионов. Эти процессы слабого взаимодействия происходят за счет нейтральных токов. Пример такого процесса показан на рисунке 11а. Эта диаграмма отражает процесс упругого рассеяния нейтрино на электроне. В упругом рассеянии лептонов участвуют и заряженные токи (рисунок 11б).



Рис. 11: Диаграммы упругого рассеяния с обменом Z- и W-бозонами

Взаимодействие лептонов и кварков также может быть обусловлено нейтральными токами (рис.12). Нейтральные слабые токи, т.е. события типа, изображенного на рис. 11а, были экспериментально обнаружены в 1973 г. и свидетельствовали в пользу

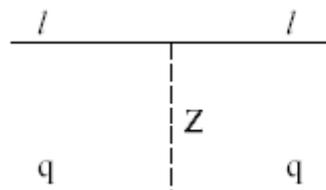


Рис. 12: Диаграмма взаимодействия лептона и кварка с обменом Z-бозоном

существования, помимо заряженных промежуточных W^\pm -бозонов, также нейтральных Z-бозонов – переносчиков слабого взаимодействия. Через 10 лет как заряженные W^\pm так и нейтральные Z-бозоны были открыты в протон-антипротонных столкновениях в CERN.

Промежуточные бозоны имеют большую массу. Они быстро распадаются (или, что эквивалентно, имеют большие ширины распада). В таблице 6 приведены основные характеристики промежуточных W^\pm и Z-бозонов и указаны основные каналы их распадов.

Изображенные на диаграммах 10 - 12 промежуточные бозоны являются в этих процессах виртуальными частицами (т.е. для них не выполняется соотношение $E^2 - c^2p^2 = m^2c^4$, хотя законы сохранения энергии и импульса выполняются для процесса в целом).

Однако все дискретные законы сохранения соблюдаются в любой вершине. На рис.13 показаны диаграммы распадов промежуточных бозонов.

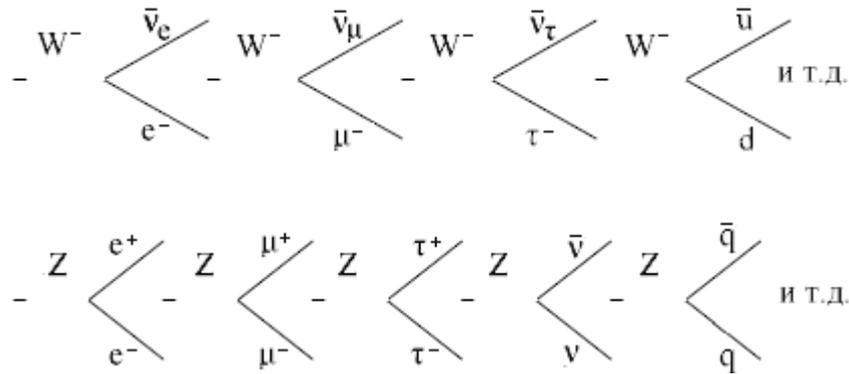


Рис. 13: Диаграммы распада W^\pm и Z -бозонов

Распад W^\pm или Z -бозона на кварк и антикварк приводит к возникновению двух струй (jets), поскольку родившиеся в этом процессе "токовые" кварки немедленно обрастают множеством "морских" кварковых пар и формируют адроны, потоки которых и наблюдаются в детекторах в виде струй.

Распады промежуточных бозонов с рождением заряженных лептонов позволяют определить массы промежуточных бозонов с более высокой точностью. В этом отношении распад Z -бозона на пары заряженных лептонов e^+e^- и $\mu^+\mu^-$ особенно удобен: энергии и импульсы обеих частиц, рождающихся в распаде, можно установить с высокой точностью. Импульс p Z -бозона является суммой импульсов заряженных лептонов (p_1 и p_2). В декартовых координатах:

$$p^2 = p_x^2 + p_y^2 + p_z^2, p_x = p_{x_1} + p_{x_2}, \text{ и т. д.}$$

$$E = E_1 + E_2, M_Z c^2 = (E^2 - c^2 p^2)^{1/2}.$$

Определение масс промежуточных бозонов по анализу частиц в струях менее точно, поскольку среди множества вторичных частиц некоторые ненаблюдаемы. Обычно это нейтральные частицы, которые не успевают распасться на заряженные вторичные продукты, или нейтрино от распада некоторых заряженных адронов в струе.

Большой интерес представляет изучение распада Z -бозона по чисто лептонным каналам:

$Z \rightarrow$ лептон + антилептон. Они позволяют установить, сколько "поколений" фундаментальных фермионов существует в природе.

Из принципа неопределенности Гейзенберга $\Delta E \Delta t \sim \hbar$ следует: чем короче время существования частицы, тем неопределеннее значение ее энергии. В случае Z -бозонов это означает, что масса каждой отдельной частицы может быть измерена очень точно, но разные частицы будут иметь несколько различающиеся массы, определяемые временем жизни Z -бозона. Поэтому, если построить энергетическое (массовое) распределение Z -бозона, то оно будет иметь вид, представленный на рис. 14. Ширина резонансной кривой отражает неопределенность значения массы Z -бозона, которая непосредственно связана с его временем жизни.

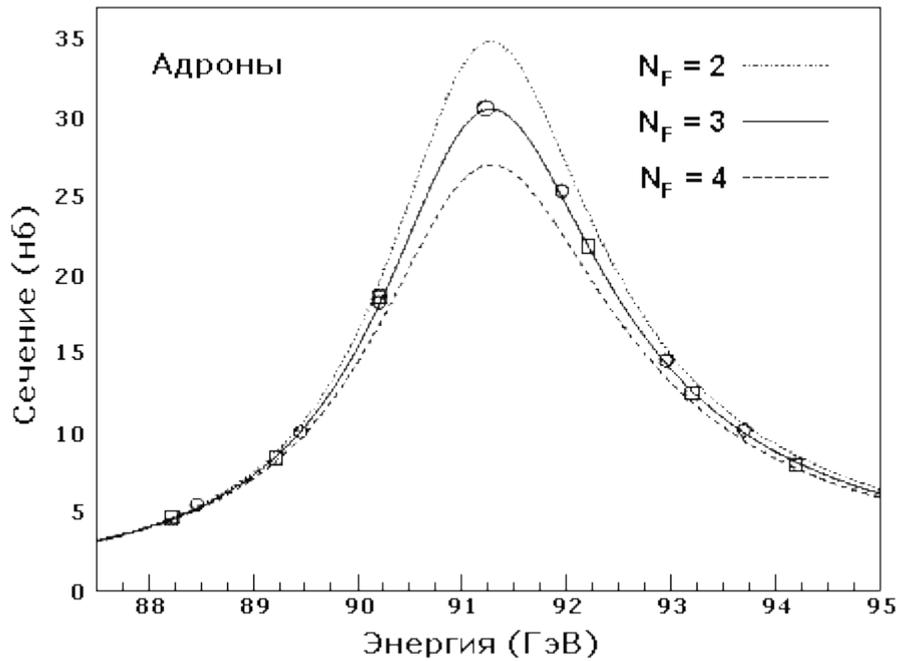
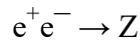


Рис. 14: Резонансная кривая Z-бозона. $M(Z) = 91.188 \pm 0.007$ ГэВ

Z-бозон имеет много различных мод (каналов) распада, и каждая мода распада уменьшает его время жизни. Образование Z-бозонов проще всего наблюдать на встречных пучках в реакции e^+e^- - аннигиляции



В теории электрослабого взаимодействия предсказываются следующие значения вкладов различных каналов распада в полную ширину распада Z-бозона: 1.74 ГэВ для всех адронных каналов, 0.085 ГэВ для каждого канала распада на заряженные лептоны, 0.166 ГэВ для каждого нейтринного канал

Невидимая мода распада Z-бозона включает все три известных типа нейтрино – электронные, мюонные и τ -нейтрино.

Первые эксперименты по точному определению ширины распада Z-бозона были выполнены на Стэнфордском линейном коллайдере (SLAC) и на большом электронно-позитронном коллайдере (LEP) ЦЕРНа. Результаты хорошо согласуются и заключаются в следующем. В "наблюдаемых" ("нейтринных") событиях в 88% случаев электрон-позитронная аннигиляция приводит к рождению пары кварк - антикварк. Эти события наблюдаются как две струи адронов, направленные в противоположные стороны. В 12% случаев с одинаковой вероятностью (~4%) рождались лептон-антилептонные пары – e^+e^- , $\mu^+\mu^-$, $\tau^+\tau^-$ (е, μ , τ -универсальность). При распаде Z-бозона на e^+e^- , $\mu^+\mu^-$ -пары наблюдались два противоположно направленных трека заряженных лептонов (е, μ). Каждая из частиц уносила половину суммарной энергии сталкивающихся пучков. Распады Z-бозона на $\tau^+\tau^-$ идентифицировать более сложно, так как τ -лептоны распадаются на более легкие лептоны или адроны практически в районе мишени. Распады Z-бозона на нейтрино относятся к "ненаблюдаемым" событиям. Полное сечение образования Z-бозона $\sigma_{\text{полное}}(e^+e^- \rightarrow Z)$ представляет собой сумму сечений трех процессов

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{полн}}(e^+e^- \rightarrow Z) &= \sigma_{\text{полн}}(e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow \text{адроны}) + \\ &+ \sigma_{\text{полн}}(e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow \text{лептоны}) + \sigma_{\text{полн}}(e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow \text{нейтрино}) \end{aligned}$$

Полное сечение образования Z -бозона в e^+e^- -аннигиляции определялось из измерения резонансной кривой при различных энергиях сталкивающихся e^+e^- пучков в районе резонанса (массы Z -бозона). Из измерения резонансной кривой можно извлечь информацию о положении максимума (массе Z -бозона), ширине резонансной кривой (времени жизни Z -бозона) и величине сечения в максимуме. Ширина резонанса и величина сечения в максимуме связаны с числом различных типов нейтрино, на которые распадается Z -бозон. При возрастании числа типов нейтрино, т.е. количества поколений, резонансная ширина распада Z -бозона увеличивается, а величина сечения в максимуме уменьшается. Таким образом число типов нейтрино определяется по двум независимым параметрам – величине сечения в максимуме и ширине резонансной кривой e^+e^- -аннигиляции в Z -бозон.

Из эксперимента была получена следующая оценка числа возможных типов нейтрино n

$$n=2.92\pm 0.05,$$

что исчерпывается уже известными типами нейтрино.

Проведенные эксперименты показывают, что поколений всего три. Однако не нужно забывать, что полностью исключить существование четвертого поколения нельзя, оно может проявляться при энергиях, недоступных современным ускорителям.

Не вступая в противоречие с этими экспериментальными данными можно говорить о других типах нейтрино только если их масса больше половины массы Z -бозона, т.е. больше 45 ГэВ. Эта возможность маловероятна, учитывая современные ограничения на массы известных типов нейтрино: $m(\nu_e) < 0.8$ эВ, $m(\nu_\mu) < 0.19$ МэВ, $m(\nu_\tau) < 18.2$ МэВ.

Таким образом, полученная оценка числа типов нейтрино $n = 3$ говорит о том, что количество поколений фундаментальных фермионов равно 3.

Этот результат согласуется с данными о количестве поколений фундаментальных фермионов, полученными независимо из анализа распространенности водорода и гелия во Вселенной. Так как число типов нейтрино вносит существенный вклад в плотность энергии и скорости остывания Вселенной после Большого взрыва, оно определяет соотношение между количеством нейтронов и протонов, образующихся в момент дозвездного нуклеосинтеза и, следовательно, соотношение между количеством ядер ^4He и ^1H , образующихся в первые минуты эволюции Вселенной. Наблюдаемое соотношение количества изотопов ^4He и ^1H ($^4\text{He}/^1\text{H} \sim 0.1$) говорит о том, что число легких типов нейтрино может быть два или три и противоречит наличию четырех и более типов нейтрино.

5. Краткие сведения об используемых программных продуктах

Система моделирования и анализа процессов рождения и распада Z -бозона состоит из двух частей. Для моделирования процессов рождения частиц и их последующих распадов используется программный пакет RUTHIA 6.2 ("Пифия"). Обработку и визуализацию событий выполняет JAVA-applet.

5.1. RUTHIA 6.2

Для корректного моделирования процессов рождения и распада частиц необходимо учитывать условия проведения эксперимента. Это условия рождения изучаемых частиц на

ускорителе при соответствующих энергиях сталкивающихся пучков, полные цепочки распадов частиц до уровня "стабильных частиц", регистрируемых детектором. Для решения этих задач применяются генераторы событий, использующие метод Монте-Карло.

Генератор RUTHIA является широко используемой в физике высоких энергий программой моделирования столкновений различных частиц в широком диапазоне энергий. Этот генератор учитывает процессы фрагментации кварков в адроны и разыгрывает сложные цепочки адронных распадов. Стартуя с заданного пользователем процесса, (столкновение двух протонов с рождением Z-бозона и т.п.) программа случайным образом (с учетом законов сохранения и, по возможности, теоретически известной структуры взаимодействия) разыгрывает конфигурацию конечных партонов, а затем моделирует т.н. процесс адронизации - процесс превращения ненаблюдаемых кварков и глюонов в реальные стабильные и нестабильные частицы с последующим распадом нестабильных частиц. На выходе программа выдает список всех частиц, родившихся в результате столкновения заданных первичных частиц, значения их компонент импульса и энергии. Кроме того, имеется возможность проследить последовательность рождений и распадов от первичного взаимодействия до рождения данной частицы. В качестве входных параметров программы используются описания сталкивающихся частиц, их энергий и тип моделируемого процесса (например, рождение Z-бозона). Существующие версии пакета RUTHIA написаны на языке программирования FORTRAN.

Результаты генерации - характеристики вторичных частиц -записываются в файл, что позволяет в дальнейшем проводить статистическую обработку событий.

5.2. JAVA-applet

Второй частью системы является JAVA-applet. Важным этапом в подготовке любого современного эксперимента, помимо чисто теоретического изучения процессов, которые предполагается изучать, является моделирование экспериментальной установки. Полное моделирование всех детекторов и происходящих в них во время эксперимента процессов является исключительно трудоёмкой задачей, требующей громадных вычислительных мощностей. Для моделирования установки класса ATLAS, например, используются фермы из десятков современных рабочих станций и до года работы для набора достаточной статистики полностью промоделированных событий. Для подобной работы используются специализированные программы, созданные работой десятков специалистов-физиков. В программах моделирования по возможности полностью моделируются все существенные процессы прохождения частиц через детектор, процессы получения сигналов с детекторов, их последующая обработка и, наконец, процедура реконструкции параметров объекта (частицы, струи частиц, электромагнитного кластера в калориметре и т.д.) по сигналам от детекторов.

JAVA-applet выполняет:

- загрузку файлов событий с сервера и извлечение информации о событии;
- их обработку;
- построение треков частиц в соответствии с параметрами внутреннего детектора установки ATLAS;
- формирование отображения сигналов от внешних детекторов;
- статистическую обработку событий.

Использование технологии Java делает возможным функционирование клиентской части системы на любом компьютере, подключённом к сети Интернет, вне зависимости от аппаратной платформы и операционной системы, если установлена необходимая версия виртуальной машины JAVA.

6. Порядок выполнения работы

6.1. Запуск программы

Страница задачи расположена на сайте <http://nuclphys.sinp.msu.ru>.

При открытии окна браузера серым прямоугольником будет отмечена область отображения Java-applet'a. В этой области появится окно с изображением треков заряженных частиц (рис. 15).

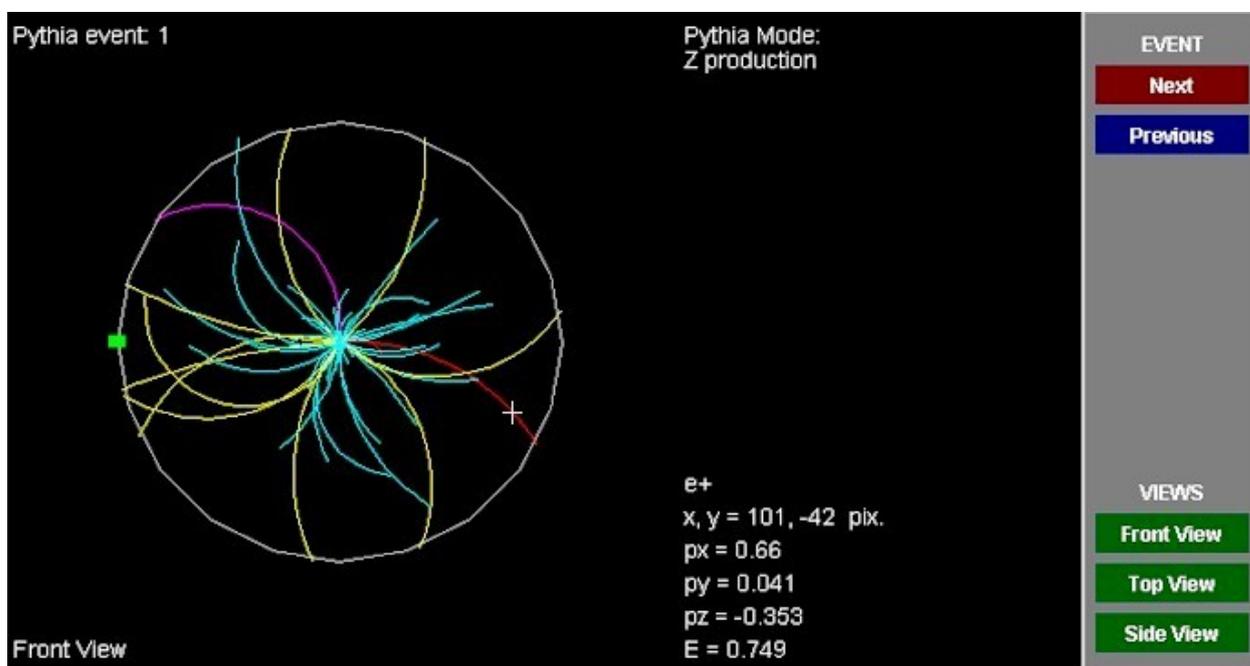


Рис. 15: Изображения окна программы с треками заряженных частиц

6.2. Просмотр и анализ процессов рождения и распада Z-бозонов

1. На рис. 15 слева расположено главное окно. Окружность условно изображает границу внутреннего детектора ATLAS. Заряженные частицы, которые на эксперименте могут быть восстановлены программой реконструкции, показаны желтыми линиями. Голубые линии показывают частицы, которые по каким-либо причинам не могут быть реконструированы (например, из-за маленького поперечного импульса). Цветные «столбики» вне окружности условно изображают сигналы от частиц, регистрируемых в окружающих внутренний трековый детектор калориметрах и в мюонной системе, расположенной за калориметрами:

- красные – электрон;
- зеленые – γ -квант;
- фиолетовые – мюон;

- синие – адронные струи;
- белые – нейтральные частицы, реконструируемые по недостающей массе.

Не все типы "столбиков" одновременно могут присутствовать в каждом отдельном событии.

При нажатии на кнопки, расположенные в правой части окна, в главном окне появляются соответствующие проекции - Top View, Side View, Front View.

Можно вращать изображение события, нажав левую кнопку мыши и, удерживая её, передвигать в разных направлениях.

Перемещение мыши вдоль оси x приводит к вращению детектора вокруг оси симметрии. Перемещение мыши вдоль оси y приводит к вращению детектора вокруг горизонтальной оси. Кнопка Next показывает следующее событие, а Previous – предыдущее.

2. При наведении курсора на трек в центральной части рис. 15 можно прочитать характеристики соответствующей частицы:

- название;
- компоненты импульса (ГэВ/с);
- энергию (ГэВ).
- X, Y – координаты курсора в сантиметрах.

Для частиц используются следующие обозначения:

- p – протон;
- \bar{p} – антипротон;
- ρ – ρ -мезон;
- K – K -мезон;
- μ – мюон;
- e – электрон;
- $\nu_e / \bar{\nu}_e$ – электронное нейтрино/антинейтрино;
- $\nu_\mu / \bar{\nu}_\mu$ – мюонное нейтрино/антинейтрино.

3. Найдите ~5 события с двумя электронами или с двумя мюонами (два красных или фиолетовых «столбика»), разлетающимися в разные стороны т.е. под относительным углом в поперечной плоскости (Front View) близких к 180° . Запишите значения энергии и всех трёх компонент импульса обоих лептонов. Вычислите значение инвариантной массы системы двух частиц и сравните с массой Z -бозона.

После нахождения 5 событий с инвариантной массой примерно равной массе Z -бозона определите среднее значение.

6.3. Определение массы Z -бозона по результатам статистического анализа

На главной странице выберите пункт "статистическая обработка". При открытии окна браузера появится окно с изображением результатов статистической обработки сгенерированных событий (рис. 16).

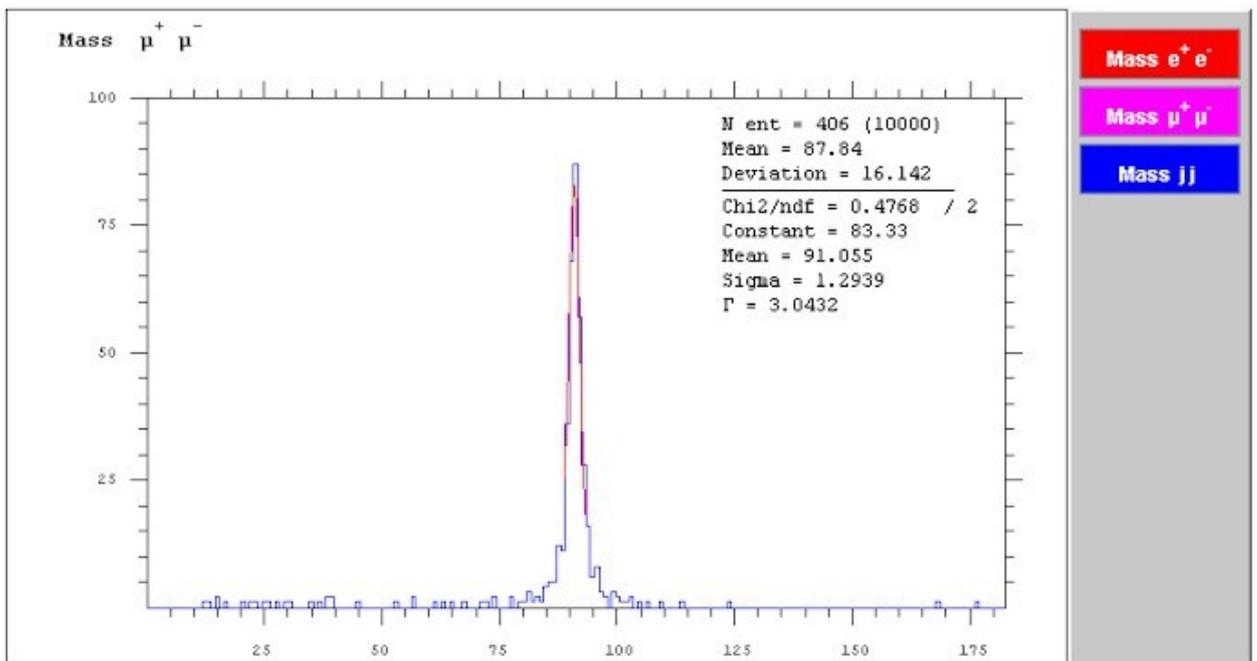


Рис 16: Окно результатов статистической обработки событий

По оси X гистограммы будет отложена инвариантная масса, по оси Y - число событий с инвариантной массой, попадающей в интервал, соответствующий одной «ступеньке» гистограммы:

“jet” – двух струй
 “ $\mu^+\mu^-$ ” – мюонных пар
 “ e^+e^- ” – электронных пар

На гистограмму наложена кривая аппроксимации соответствующих распределений гауссовской функцией.

1. Запишите среднее значение массы и дисперсию распределения. Вычислите значение среднеквадратичной погрешности определения массы Z-бозона с учетом числа событий.
2. Сравните и объясните различие средних значений и дисперсий полученной массы Z-бозона между собой и с табличным значением массы Z-бозона.
3. Оценить среднее время жизни Z-бозона по его ширине Γ отдельно для мюонов и электронов, и сравните с табличным значением времени жизни Z-бозона.

6.4. Анализ продуктов p-p столкновений

В центральной области окна (круге) видны треки (желтые) заряженных частиц, рождающихся при протон-протонных соударениях в ускорителе LHC. Наводя курсор поочередно на все треки, запишите, какие частицы соответствуют этим трекам.

1. Оцените отношение числа заряженных пионов к числу заряженных K-мезонов. Запишите реакции рождения пионов и каонов в протон-протонных столкновениях. Перечислите законы сохранения, выполняющиеся в этих реакциях.
2. Определите величины пороговых энергий пучков протонов в коллайдере для рождения зафиксированных Вами количеств пионов и каонов.

3. Оцените отношение числа частиц с положительным зарядом к числу частиц с отрицательным зарядом, образующихся в p-p столкновениях.

7. Контрольные вопросы и задачи

1. Для ультррелятивистской частицы укажите связь между длиной волны частицы λ и энергией частицы E .
2. Как зависит радиус кривизны треков частиц в детекторе от характеристик частиц?
3. Пользуясь таблицей фундаментальных фермионов, составьте таблицу фундаментальных антифермионов.
4. Укажите значения зарядов и спинов фундаментальных бозонов.
5. Какие частицы рождаются в p-p столкновениях высоких энергий с наибольшей вероятностью?
6. Нарисуйте кварковые диаграммы следующих процессов:
 - (a) $p + p \rightarrow p + p + \pi^0$;
 - (b) $p + p \rightarrow p + p + \pi^+ + \pi^-$;
 - (c) $p + p \rightarrow p + p + 2\pi^0$.
7. Могут ли в адронных струях присутствовать нейтральные частицы?
8. Нарисуйте диаграммы рождения Z-бозонов в
 - (a) электрон-позитронных столкновениях;
 - (b) протон-антипротонных столкновениях;
 - (c) протон-протонных столкновениях.
9. Нарисуйте диаграммы слабых распадов, в которых участвуют промежуточные бозоны.
10. Какие каналы распада Z-бозонов относятся к разряду ненаблюдаемых?
11. Почему определение массы Z-бозона по энергиям струй (jets) приводит к заниженным значениям массы?
12. Используя соотношение неопределенности и значение массы промежуточных бозонов, оцените радиус слабых взаимодействий.