

**ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ**

1-2011-70

На правах рукописи  
УДК 539.12 + 539.107

**ПРОКОШИН**  
Федор Валерьевич

**ИЗМЕРЕНИЕ МАССЫ ТОП-КВАРКА НА ОДНОЛЕПТОННОЙ  
ВЫБОРКЕ СОБЫТИЙ ЭКСПЕРИМЕНТА CDF**

Специальность: 01.04.16 — физика атомного ядра  
и элементарных частиц

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Дубна 2011

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

Научный руководитель: доктор физико-математических наук  
В.В.Глаголев (ЛЯП ОИЯИ, Дубна)

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук  
А.А.Ростовцев (ИТЭФ, Москва)

доктор физико-математических наук  
Н.Б.Скачков (ЛЯП ОИЯИ, Дубна)

Ведущая организация: Национальный исследовательский  
ядерный университет «МИФИ»

Защита диссертации состоится «\_\_» \_\_\_\_\_ 201\_ г. в \_\_\_\_ часов на  
заседании диссертационного совета Д 720.001.03 в Объединенном институте  
ядерных исследований, г. Дубна Московской области.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Объединенного института  
ядерных исследований.

Автореферат разослан «\_\_» \_\_\_\_\_ 201\_ г.

Ученый секретарь диссертационного совета  
доктор физ.-мат. наук, профессор



Ю.А.Батусов

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

### Актуальность темы исследования

Масса Топ-кварка является одним из ключевых параметров Стандартной модели — общепринятой в настоящее время теории строения материи на уровне элементарных частиц и фундаментальных взаимодействий. Прецизионное измерение массы топ кварка способно пролить свет на важнейшую проблему этой модели — источник происхождения масс фундаментальных частиц. В стандартной модели для объяснения происхождения массы калибровочных бозонов (которые должны быть безмассовыми, чтобы удовлетворять требованию локальной калибровочной инвариантности) вводится специальное поле Хиггса, через взаимодействие с другими полями сообщающее массу калибровочным бозонам и фермионам. Из наличия такого поля следует существование массивного скалярного бозона, называемого частицей Хиггса. Поиск бозона Хиггса, последней из частиц стандартной модели, чье существование до сих пор не подтверждено экспериментально, является приоритетной задачей современной экспериментальной физики. В рамках Стандартной модели массы  $W$ -бозона, топ кварка и частицы Хиггса связаны между собой через радиационные поправки. Таким образом, прецизионное измерение массы топ кварка, наряду с точным измерением массы  $W$ -бозона позволяет ограничить область возможных значений масс бозона Хиггса, что чрезвычайно важно для поиска этого последнего элемента Стандартной модели. Отсутствие экспериментального подтверждения существования частицы с параметрами, соответствующими предсказаниям Стандартной модели, может поставить под вопрос ее достоверность и привести к серьезному кризису в современной физике, требующему пересмотра наиболее фундаментальных представлений о строении материи.

Ускорительный комплекс Тэватрон на момент выполнения работы был единственной установкой, позволившей провести прецизионное измерение массы топ-кварка. Достижение высокой точности измерения стало возможным

в результате глубокой модернизации как ускорительного комплекса так и установленного на нем универсального детектора CDF, позволившие проводить физические исследования при рекордных значениях энергии протон-антипротонных столкновений ( $\sqrt{s}=1,96 \text{ ТэВ}$ ) и светимости ( $\sim 4 \times 10^{32} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ ).

### **Цель работы.**

Целью данной работы является прецизионное измерение массы топ кварка в однолептонной выборке событий парного рождения топ-кварков на данных эксперимента CDF.

### **Научная новизна.**

В проведенном в данной работе измерении массы топ-кварка впервые использована информация от различных комбинаторных вариантов присвоения струй в событии при восстановлении массы топ-кварка, объединенная при помощи метода наилучшей линейной несмещенной оценки (BLUE). В отличие от проводившихся ранее измерений, в которых отбирались только решения с наилучшим  $\chi^2$  и отбрасывались другие решения, данная методика позволяет более полно использовать информацию в событии при реконструкции массы топ-кварков. Следует также отметить, что на момент проведения работы полученные измерения были единственными для данной статистики.

### **Научно-практическая значимость работы.**

Измерение массы топ кварка в однолептонной выборке важно не только само себе, как уточнение ключевого параметра Стандартной модели, но в сравнении с другими измерениями, выполненными с применением других методик, на других выборках — дилептонной и адронной, и также на других установках. В случае когда результаты различных измерений согласуются между собой, они могут быть объединены для получения более точного общего измерения. Получение различных значений может свидетельствовать о плохой процедуре изменения, неадекватном моделировании изучаемых процессов либо неправильной работе оборудования экспериментальной установки. С другой стороны, получение различных результатов для разных каналов распада может свидетельствовать об участии частиц и явлений, выходящих за рамки Стандартной модели.

Описанный в работе метод шаблонов может найти (и находит)

применение для широкого спектра измерений как в физике элементарных частиц, так и в других областях экспериментальной физики. Привлекательной стороной данной методики является случай когда зависимость измеряемого параметра от наблюдаемых не может быть достоверно установлена для каждого конкретного измерения, но вместе с тем между ними наблюдается сильная статистическая корреляция. Именно методом шаблонов получены первые измерения массы топ кварка на LHC (уступающие по точности приведенным в данной работе).

Результаты работы послужили для развития теоретических положений физики элементарных частиц и применяются в исследованиях на экспериментальных установках крупных научных центров Фермилаб (США) и ЦЕРН.

### Основные результаты, выносимые на защиту

1. Результат измерения массы топ-кварка на однолептонной выборке эксперимента CDF при интегральной светимости  $1 \text{ фб}^{-1}$ :

$$M_{top} = 168,9 \pm 2,2 (\text{стат.}) \pm 4,2 (\text{сист.}) \text{ ГэВ}/c^2$$

2. Результат измерения массы топ-кварка на однолептонной выборке эксперимента CDF при интегральной светимости  $318 \text{ пб}^{-1}$  с использованием информации о  $b$ -мечении и калибровки шкалы энергии струй по массе  $W$ -бозона:

$$\begin{aligned} 173,5_{-3,6}^{+3,7} (\text{стат.} + JES) \pm 1,3 (\text{проч. сист.}) \text{ ГэВ}/c^2 \\ = 173,5_{-3,8}^{+3,9} \text{ ГэВ}/c^2 \end{aligned}$$

3. Развитие метода измерения массы топ-кварка.

С помощью моделирования показано, что использование метода наилучшей линейной несмещенной оценки (BLUE) при объединении решений от 3-х комбинаций струй в событии (при восстановлении  $W$ -бозонов и топ-кварков) с наименьшими значениями  $\chi^2$  позволяет

уменьшить статистическую погрешность измерения на 10%.

4. Разработка и запуск комплекса программ, позволяющих устанавливать и контролировать в автоматическом режиме высоковольтные напряжения на счетчиках мюонной системы установки CDF и пороговые напряжения дискриминаторов сигналов для обеспечения надежной и эффективной работы системы счетчиков и передачи информации об их состоянии в онлайн режиме в центр управления установкой CDF.

#### **Апробация работы и публикации.**

Полученные в диссертации результаты по измерению массы топ кварка включены в доклад на конференции в La Thuile (Италия) [1] и представлены в ряде докладов на конференциях: 4th International Workshop on Frontier Science (Milan 2005), 25th International Symposium on Physics in Collision (PIC 05), и Particles and Nuclei International Conference (PANIC 05). Основные результаты работы докладывались на научно-методических семинарах ЛЯП ОИЯИ, а также на международных совещаниях по физике топ кварка коллаборации CDF.

Диссертация написана на основе научных работ, выполненных с участием автора в ЛЯП ОИЯИ, ИНФН (Пиза) и Фермилаб в период с 2001 по 2006 г. По результатам исследований, составивших основу диссертации, опубликованы следующие работы [1],[2],[3],[4],[5],[6]

#### **Объем и структура работы.**

Диссертация объемом 125 страниц состоит из введения, трех глав и заключения. Она содержит 55 рисунков и 15 таблиц. Список цитируемой литературы содержит 93 наименования.

## **СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ**

**Во введении** обосновывается актуальность и формулируется цели исследования, объясняется научная новизна и научно-практическая значимость работы. Также здесь описана структура диссертации и приведены лучшие в ее основу публикации.

**Первая глава** содержит теоретические аспекты исследуемой проблемы, важные для понимания последующего материала; в ней также изложена

физическая мотивация представленной работы. Приведены основные положения Стандартной модели, описывающей фундаментальные представления об элементарных частицах и взаимодействиях. В настоящее время стандартная модель является общепринятой теорией, описывающей практически все наблюдаемые явления в физике элементарных частиц, её предсказания подтверждены в многочисленных экспериментах с высокой точностью. Тем не менее, остается ряд вопросов, требующих прояснения. К ним относится, в частности, наблюдаемая иерархия масс элементарных частиц, отличающихся между собой на порядки. Ожидается что изучение физики топ-кварка, частицы с самой высокой массой, сравнимой с массами ядер тяжелых элементов, прольет свет на данную проблему.

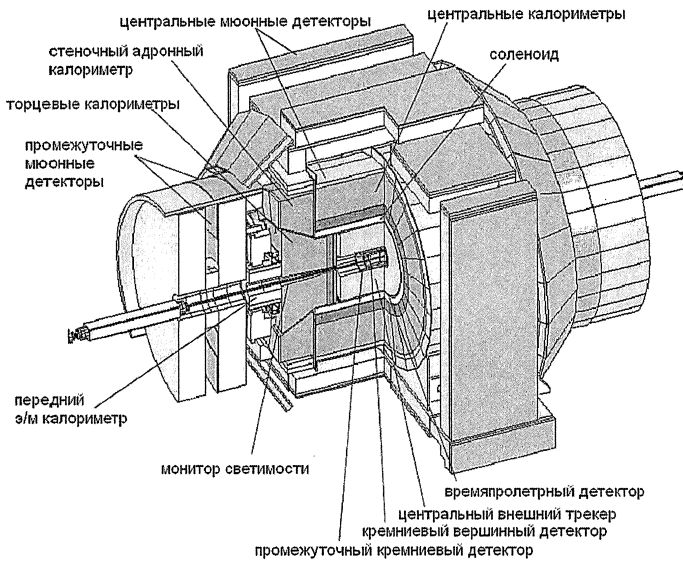
Важнейшей задачей современной физики является экспериментальный поиск частицы Хиггса, существование которой необходимо для объяснения появления массы у калибровочных бозонов и фермионов. Массы бозона Хиггса, топ кварка и  $W$ -бозона связаны между собой посредством радиационных поправок. Таким образом, точное измерение массы топ кварка дает возможность ограничить область допустимых значений массы частицы Хиггса, что чрезвычайно важно при поиске этого последнего недостающего элемента Стандартной модели.

**Во второй главе** приводится описание экспериментальной установки — ускорительного комплекса Тэватрон и детектора CDF, а также описаны работы по модернизации элементов установки CDF — времяпролетного детектора и системы сцинтилляционных счетчиков мюонной системы системы, в которых автор принимал активное участие.

Ускорительный комплекс «Тэватрон» представляет собой систему ускорителей, обеспечивающих последовательное ускорение пучка протонов до энергии 980 ГэВ, получение антипротонного пучка и ускорение его до той же энергии. Циркулирующие в туннеле коллайдера окружностью 6,3 км пучки протонов и антипротонов сталкиваются каждые 396 нс. В зонах столкновения находятся универсальные детекторы D0 и CDF, фиксирующие физические процессы происходящие в результате столкновений.

Установка CDF выполнена по схеме, классической для многоцелевых

детекторов на сталкивающихся пучках и имеет, в целом, цилиндрическую симметрию, а также симметрична относительно плоскости перпендикулярной оси пучков (оси z).



*Рис. 1: Установка CDF II с указанием основных детекторных систем*

Вблизи зоны столкновения пучков расположены полупроводниковые трековые детекторы, обеспечивающие прецизионное измерение траекторий заряженных частиц в этой области, что особенно важно для обнаружения вторичных вершин от распада  $W$ -мезонов, служащих, в частности для отбора событий с топ кварками. Снаружи полупроводниковых детекторов находится цилиндрическая дрейфовая камера (COT). Трековая система установки заключена в магнитный соленоид создающий поле напряженностью 1,4 Тл. С внутренней стороны соленоида в ходе модернизации CDF размещен времяпролетный детектор на основе сцинтилляционных пластин, предназначенный для идентификации заряженных частиц в области импульсов до  $\sim 2$  ГэВ/с.

Соленоид также выполняет роль радиатора для центрального преконвертера, дополняющего расположенный за ним электромагнитный



калориметр для лучшей реконструкции координат электромагнитных ливней.

Калориметры установки CDF способны поглощать до  $\approx 98\%$  энергии в геометрии, близкой к 4л. Электромагнитный калориметр состоит из чередующихся слоев свинцовых пластин, служащих радиатором и пластин из скинтилляционного пластика. Расположенный за ним адронный калориметр использует в качестве радиатора железные пластины.

На наибольшем удалении от центра установки находятся детекторы мюонной системы: дрейфовые камеры для определения точной информации о трековых сегментах мюонов и быстрые скинтилляционные счетчики, дающие временные отметки для камер.

Триггерная система CDF обеспечивает отбор событий, представляющих интерес для физической программы эксперимента, поскольку объем поступающей с детектора информации значительно превосходит пропускную способность системы записи данных. Триггер CDF имеет трехуровневую структуру.

Для проведения второго сеанса набора данных (RUN II) в условиях увеличившейся энергии частиц и светимости Тэватрона установка CDF существенно модернизирована. В частности, добавлен времяпролетный детектор, улучшивший идентификацию заряженных частиц с импульсами до  $\approx 2$  ГэВ/с. В ходе разработки данной системы предложены изменения в ее конструкции, с целью улучшения временного разрешения, являющегося ключевым параметром, определяющим возможность разделения частиц. Нами проведено моделирование отклика детектора на прохождение заряженной частицы, а также создан универсальный измерительный стенд для измерения характеристик считывающей электроники, на котором исследовались различные схемы ее организации, в частности, с использованием различных типов дискриминаторов. Показано, что использование двухпортового дискриминатора с компенсацией длительности фронта позволяет снизить разброс времени отклика системы с 1,3 до 0,7 нс.

Для проведения RUN II подвергнута серьезной модернизации система мюонных скинтилляционных счетчиков. Добавлены 3-х метровые счетчики на верхней и нижней части установки в центральной области детектора. Эти

счетчики изготовлены в ОИЯИ и имеют систему сбора света «нового» типа с помощью ленты из спектросмещающих оптоволокон размещенных с длинного торца пластины. В «промежуточной» области детектора (псевдобыстроты  $1,0 < |\eta| < 1,5$ ) добавлены счетчики, образующие два цилиндра, параллельных оси детектора, и счетчики, расположенные по кругу, перпендикулярно оси пучка. Эти счетчики также имеют новый тип светосбора. Наконец, добавлены счетчики, заполнившие недостающий сектор в области  $0,6 < |\eta| < 1,0$ . Эти счетчики относятся к «старому» типу, со светосбором с коротких торцов пластины.

Система сбора данных и контроля обеспечивает установление и поддержание рабочего режима функционирования счетчиков мюонной системы, а также бесперебойный прием и начальную обработку поступающих с них сигналов. Организация этой системы различается для «старых» счетчиков с классическим либо комбинированным методом съема и большим ФЭУ ЕМ19814 и «новых» счетчиков со светосбором при помощи спектросмещающих светопроводящих волокон и фотосенсором H5783 на основе миниатюрного ФЭУ R5600. В первом случае (Рис. 2) напряжение подается на счетчики через 40-канальные распределители, позволяющие устанавливать и контролировать напряжение индивидуально для каждого канала. Сигнал со счетчиков подается на дискриминатор, сформированный импульс поступает на вход ВЦП и далее - в систему считывания и хранения данных установки. Для «новых» счетчиков применяется принципиально иная схема (Рис. 3): вместо использования внешнего дискриминатора на счетчики установлен модуль PAD (PMT Amplifier and Discriminator) – усилитель и формирователь, позволяющий усиливать и отбирать по регулируемому пороговому значению сигналы с ФЭУ, а также управлять высоким напряжением на нем. Каждый PAD соединен со специальным контрольно-распределительным модулем (Control and Concentrator Unit – CCU), обеспечивающим установку и стабилизацию высоковольтного напряжения на подключенных счетчиках, контроль потребляемого тока, а также передачу информации от этих счетчиков на ВЦП.

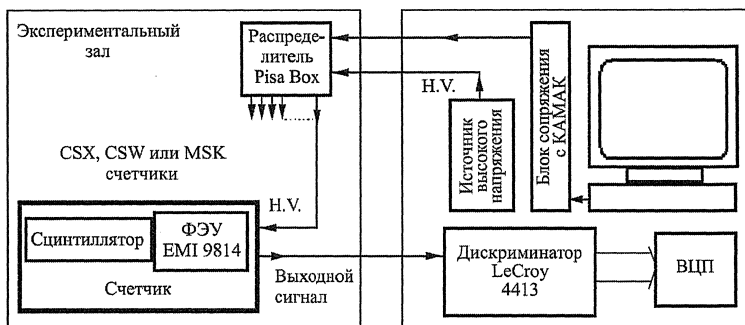


Рис. 2: Схема подачи высокого напряжения и считывания данных для "старых" сцинтилляционных счетчиков

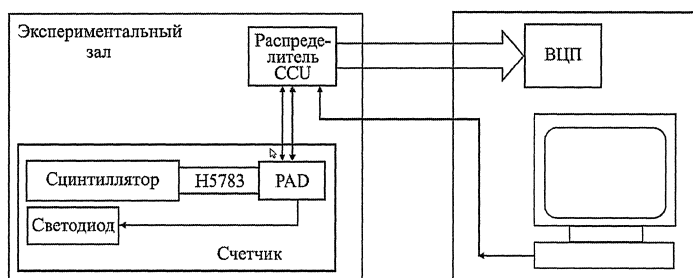


Рис. 3: Схема подачи высокого напряжения и считывания данных для сцинтилляционных счетчиков мюонного триггера нового поколения

Мы разработали комплекс программ для мониторинга и управления системой сцинтилляционных счетчиков мюонной системы CDF, что позволило обеспечить ее надежную и эффективную работу в ходе набора данных в составе мюонного триггера. Программное обеспечение на платформе PC позволяет устанавливать и контролировать напряжения и пороговые значения для сигналов со счетчиков, а также выявлять неисправности и способствовать их устранению. Разработаны процедуры обмена данными и командами с управляющими блоками. На их основе создана программа MuonMonitor, сделавшая возможным полный контроль над системой на экспертном уровне с консоли PC, с использованием базы данных оптимальных значений параметров для работы сцинтилляционных счетчиков.

Нами разработан узел распределенной системы контроля установки, собирающий информацию о состоянии мюонных сцинтилляционных счетчиков

и передающий ее в центр управления CDF.

Использование разработанной нами автоматизированной системы контроля сцинтилляционных счетчиков мюонной системы помогло проведению бесперебойного набора физических данных в течении всего RUN II, что обеспечило набор данных с триггером на мюоны и получение многих важных результатов, в частности по физике топ-кварков.

Третья глава описывает нашу методику измерений и ее применение для измерения массы топ кварка в однолептонной выборке. Здесь приводятся: критерии отбора событий, методика оценка доли фона в исследуемой выборке, основные алгоритмы реконструкции событий, способ объединения вариантов реконструкции массы топ-кварка. Описывается получение функции плотности вероятности для сигнальных и фоновых событий, проверка достоверности процедуры измерений и, наконец, результаты фита экспериментальных данных и оценки систематических и статистических погрешностей измерения.

Для измерения использовалась выборка событий удовлетворяющих критериям отбора для однолептонного канала распада системы  $t\bar{t}$ . Как известно, топ кварк распадается практически со 100% вероятностью на b-кварк и W-бозон. Однолептонным называется канал распада, при котором один из W распадается на пару кварк-антикварк, а второй - на заряженный лептон ( $e, \mu, \tau$ ) и соответствующее нейтрино. При этом в конечном состоянии наблюдается лептон с большим поперечным импульсом, 4 высокоэнергетических струи и дисбаланс импульса из-за недетектируемого нейтрино.

Существуют другие физические процессы, способные удовлетворить нашим критериям отбора, это: КХД взаимодействия, процессы с рождением двух векторных бозонов, события с W-бозоном и адронными струями и, наконец, одиночное слабое рождение топ кварка. Такие фоновые процессы, могут быть ошибочно отобраны и реконструированы как  $t\bar{t}$ , поэтому следует ожидать, что исследуемая выборка содержит также фоновые события и учитывать это обстоятельство при проведении анализа.

Для отбора событий применяют следующие критерии:

- присутствие электрона с большой поперечной энергией ( $E_T > 20$  ГэВ), зарегистрированного в центральном электромагнитном калориметре,

либо мюона с большим поперечным импульсом ( $p_T > 20$  ГэВ/с) зарегистрированного в мюонных камерах центральной области;

- Наличие не менее 4-х адронных струй с поперечной энергией более 15 ГэВ, образующихся в результате адронизации  $b$ -кварков от распада топ-кварковой пары и легких кварков от распада  $W$ -бозона;
- наличие большой недостающей поперечной энергии (более 20 ГэВ), указывающей на высокоэнергетическое нейтрино от лептонного распада  $W$ -бозона;
- первичная вершина должна находиться в пределах 60 см от геометрического центра зоны столкновения пучков.

На электрон, кроме того, налагаются дополнительные требования: обособленность, то есть отсутствие энерговыделения более 10 % вокруг него; отношение энергии в калориметре к импульсу трека ( $E_T/p_T$ ) не должно превышать 2 для электронов с  $p_T < 50$  ГэВ/с; утечка энергии в адронный калориметр должна быть минимальна. Если электрон-позитронная пара, реконструируется как образовавшаяся в результате конверсии фотона, то событие отбрасывается.

Мюон должен удовлетворять следующим критериям: его трек должен соотноситься с трековыми сегментами (*stub*) в мюонных камерах; он должен быть обособленным, то есть полная энергия в калориметре вблизи мюонного трека, за исключением башни (выделенной секции по  $\Delta\theta\Delta\phi$ ), которую он пересекает, должна быть меньше 10% от его поперечного момента; мюон не должен быть идентифицирован как космический.

Если в событии присутствуют следующие признаки, то оно отбрасывается:

- два лептонных трека, соответствующих происхождению от распада  $Z^0$  бозона: обладающих одинаковым ароматом лептона и противоположным зарядом, с инвариантной массой между 75 и 105 ГэВ/с<sup>2</sup>;
- признаки КХД-события, определяемые специальным алгоритмом на основе взаимного расположения вектора поперечной недостающей энергии и ведущей (обладающей максимальной энергией) струи.

Также отбрасывается событие, идентифицированное как  $t\bar{t}$  и

распавшееся по дилептонному сценарию.

Поступающая с детектора информация может быть использована для реконструкции и отбора событий лишь после сложных вычислений, позволяющих получить параметры физических объектов. В особой степени это относится к адронным струям, для реконструкции которых используются сложные итерационные алгоритмы кластеризации и применяются несколько уровней поправок, корректирующих различные детекторные и физические эффекты, искажающие четырехмерный импульс партона при переходе к калориметрическому уровню. Ожидаемый вклад от этих искажений в систематическую ошибку является наиболее значительным.

В представленном в работе измерении нами использовался метод шаблонов, состоящий в сопоставлении экспериментального распределения оценочной переменной, с распределениями, полученными в результате моделирования при различных значениях измеряемой величины. Оценочная переменная (или эстиматор) должна сильно коррелировать с измеряемой величиной. В нашем случае в качестве эстиматора используется восстановленная масса топ-кварка ( $M_{top}^{reco}$ ), полученная в результате кинематической реконструкции событий-кандидатов в предположении что событие представляет собой распад пары топ-кварк + антикварк в однолептонном канале. Поскольку исследуемая выборка представляет смесь фоновых и сигнальных событий, спектр  $M_{top}^{reco}$  включает вклады от обоих типов событий, что необходимо учитывать при моделировании. Следует отметить, что эта величина не может считаться измеренной массой топ кварка в каждом отдельном событии, так как в большей части сигнальных событий (~40%) при реконструкции происходит ошибочное присвоение адронных струй при восстановлении пары топ-кварков и W-бозона. Значение  $M_{top}^{reco}$  для каждого события вычисляется  $\chi^2$  минимизацией, где в качестве входных переменных используются измеренные величины и их погрешности.

$$\chi^2 = \sum_{i=1, 4jets} \frac{(p_T^{i, fit} - p_T^{i, data})^2}{\sigma_i^2} + \sum_{j=x, y} \frac{(p_j^{UE, fit} - p_j^{UE, data})^2}{\sigma_j^2} + \frac{(M_{jj} - M_W)^2}{\Gamma_W^2} + \frac{(M_{lv} - M_W)^2}{\Gamma_W^2} + \frac{(M_{bjj} - M_{top}^{reco})^2}{\Gamma_t^2} + \frac{(M_{blv} - M_{top}^{reco})^2}{\Gamma_t^2} \quad (1)$$

Первый член отвечает за то, чтобы восстановленные поперечные импульсы четырех лидирующих струй и лептона ( $p_T^l$ ) соответствовали их измеренным значениям в пределах погрешностей. Второй выполняет ту же функцию для поперечных компонент внекластерной энергии. Два последующих члена учитывают разницу между инвариантными массами  $M_{jj}$ ,  $M_{l\nu}$  (система двух легких струй и система лептон-нейтрино) и массой W-бозона  $M_W=80,42 \text{ ГэВ}/c^2$ .  $\Gamma_W=2,12 \text{ ГэВ}/c^2$ .

Последние два члена сравнивают инвариантные массы систем  $b\bar{l}\nu$  (b-струя, лептон и нейтрино) и  $bjj$  (b-струя и две легких струй) со свободным параметром  $M_{top}^{reco}$ .  $\Gamma_t=1,5 \text{ ГэВ}/c^2$ .

Поскольку мы не используем метку b-мезонной струи в данном анализе, число возможных присвоений четырех струй двум топ кваркам равно 12, кроме этого существует неопределенность знака продольной компоненты импульса нейтрино - таким образом нам необходимо восстанавливать массу топ кварка  $12*2 = 24$  раза в одном событии. В результате мы получаем 24 значения  $M_{top}^{reco}$ , каждому из них соответствует определенное значение  $\chi^2$ , служащее мерой качества этой реконструкции. Как показало моделирование, в более чем половине случаев комбинация с наименьшим  $\chi^2$  является правильной, и в массовый спектр включается соответствующее значение  $M_{top}^{reco}$ . События, для которых наилучшая комбинация имеет  $\chi^2 > 9$ , отбрасываются.

В данной работе мы используем информацию также от комбинаций, второй и третьей по возрастанию  $\chi^2$ . Использование следующих комбинаций, крайне редко оказывающихся правильными, представляется нецелесообразным и потребовало бы значительных математических и вычислительных затрат.

В итоге, мы определяем массу топ кварка как параметр  $M_{top}$  дающий наилучшее совпадение между спектром инвариантной массы топ-кварка, построенным на событиях с такого же типа спектрами, полученными с помощью моделирования при различных значениях параметра  $M_{top}$ .

Для создания массовых шаблонов выбирается интервал масс в окрестностях ожидаемого значения (170 ГэВ) таким образом, чтобы перекрыть ожидаемое отклонение от этой массы более чем на  $3\sigma$ . В этом интервале выбираем ряд фиксированных значений масс ( $M_i$ ) и для каждой из них

генерируем большое число событий  $t\bar{t}$ , используя метод Монте-Карло ( $M_i$  используется программой-генератором в качестве входного параметра). Полученные события затем реконструируем описанным выше способом и гистограммируем  $M_{top}^{reco}$ . Это распределение для входной массы  $M_i$  называется сигнальным массовым шаблоном.

Также генерируются наборы событий для моделирования фона, при этом события проходят ту же процедуру отбора и реконструируются так же как  $t\bar{t}$  события. Из них создается единый фоновый шаблон, в котором вклады различных процессов комбинируются согласно ожидаемой доле каждого типа фона.

Мы параметризуем сигнальные массовые шаблоны функцией плотности вероятности (ф.п.в.)  $P^{sig}(M_{top}^{reco}; M_{top})$ , представляющей вероятность получения реконструированной массы  $M_{top}^{reco}$  при «истинной» массе  $M_{top}$ . Фоновый шаблон параметризуется ф.п.в. аналогичным образом, но в этом случае нет зависимости от массы топ кварка.

Мы конструируем функцию правдоподобия, описывающую вероятность того, что данные являются смесью фоновых и сигнальных событий  $t\bar{t}$ :

$$L = L^{shape} \times L^{constr} \quad (2)$$

где

$$L^{shape}(M_{top}) = \frac{e^{-(n_s+n_b)} (n_s+n_b)^N}{N!} \prod_{i=1}^N \frac{n_s \cdot P^{sig}(M_{top,i}^{reco}; M_{top}) + n_b \cdot P^{BG}(M_{top,i}^{reco})}{n_s + n_b} \quad (3)$$

$$L^{constr} = e^{-\frac{1}{2} \left( \frac{n_b - n_b^{est}}{\sigma_b^{est}} \right)^2} \quad (4)$$

В  $L^{shape}$   $i$ -й член дает вероятность для  $i$ -го события из выборки данных получить значение массы  $M_{top}^{reco}$  при сигнальной ф.п.в.  $P^{sig}(M_{top,i}^{reco}; M_{top})$  для массы топ кварка  $M_{top}$  и фоновой ф.п.в.  $P^{BG}(M_{top,i}^{reco})$ .  $N$  – полное число событий в выборке,  $n_s$  и  $n_b$  – количества сигнальных и фоновых событий.

$L^{constr}$  – член функции правдоподобия, который описывает флуктуацию количества фоновых событий по распределению Гаусса с соответствующими значениями среднего ( $n_b^{est}$ ) и неопределенности ( $\sigma_b^{est}$ ).



Значение  $M_{top}$ , при котором функция  $-\ln(L(M_{top})/L_{max})$  достигает минимума, принимается за измеренную массу топ-кварка. (Рис. 4). Статистическая погрешности оцениваются как величина  $\Delta M_{top}$ , при которой  $-\ln(L/L_{max})$  увеличивается на 0,5.

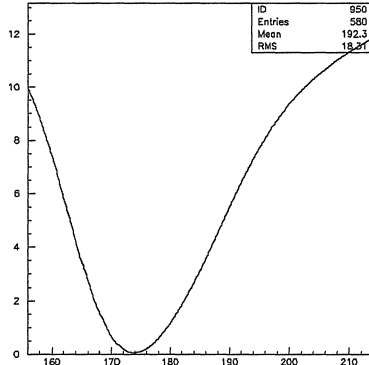


Рис. 4: Зависимость  $-\ln L(M_{top})/L_{max}$  функции правдоподобия от  $M_{top}$ . Полученная методом максимального правдоподобия масса соответствует минимуму этой зависимости.

Используя вышеописанный метод, мы провели измерение массы топ-кварка на данных, накопленных на установке CDF в период с марта 2002 по февраль 2006 на статистике  $1 \text{ фб}^{-1}$ . Из этих данных были отобраны 700 событий; из них 645 удовлетворяют требованию  $\chi^2 < 9$ . Для оценки величины и состава фона мы воспользовались результатами по измерению сечения образования парного рождения топ-кварков в моде "лептон + струи". Ожидаемое число фоновых и сигнальных ( $t\bar{t}$ ) событий в исследуемой выборке составило 306 и 339 соответственно.

Мы создали сигнальные массовые шаблоны для 21 значений  $M_{top}$ , в интервале от 150 до 200 ГэВ с шагом 2,5 ГэВ, а также фоновые шаблоны, используя Монте-Карло генераторы HERWIG и ALPGEN. Поскольку в данной работе используются три комбинации с лучшими  $\chi^2$ , нами созданы и параметризованы три набора шаблонов, что позволило провести три отдельных, скоррелированных измерения. Для комбинации полученных результатов использовался метод наилучшей несмещенной оценки (Best Linear Unbiased Estimate, BLUE).

Прежде чем провести измерение на экспериментальных данных, мы провели проверку метода (*sanity checks*), при помощи серии псевдоэкспериментов с ансамблями событий Монте-Карло, чтобы доказать, что использованные параметризация и процедура применения функции правдоподобия способны верно восстановить априори известные входные значения массы топ-кварка. Также проведен «слепой тест» с неизвестными нам значениями входной массы, призванный продемонстрировать эффективность предложенного нами метода членам коллаборации CDF для одобрения метода и получения разрешения для его применения на данных. Во всех случаях проведенные тесты показали достоверность используемой методики.

Для оценки систематических ошибок мы оценили чувствительность измерения к влиянию имеющихся в моделировании неопределённостей. Для этого при моделировании набора симулированных событий изменялся соответствующий параметр на одно стандартное отклонение в обе стороны или вводилось альтернативное предположение. В качестве систематической погрешности, ассоциированной с варьируемой величиной, принимается сдвиг в среднем значении восстановленной массы топ-кварка. Полная систематическая погрешность определялась как квадратичная сумма от различных вкладов и составила 4,2 ГэВ/c<sup>2</sup>.

Категория	Значение (ГэВ/c <sup>2</sup> )
МС Генератор	0,8
Форма BG	0,6
JES	3,9
Глюонное излучение	0,7
PDF	0,5
Оценка доли фона	0,7
$p_t$ лептона	0,2
JES b-струй	0,6
<b>Полная погрешность</b>	<b>4,2</b>

Таблица 1: Измеренные значения систематических погрешностей.

Наконец, после всесторонней проверки используемой методики и оценки

систематической погрешности мы провели анализ отобранных экспериментальных данных согласно описанной выше процедуре. Полученные спектры инвариантных масс топ-кварков для трех первых комбинаций с наименьшими значениями  $\chi^2$ , а также соответствующие функции правдоподобия представлены на рис. 5.

Результаты измерения массы топ-кварка приведены в таблице 2. Также там показан комбинированный результат, полученный методом BLUE, и весовые коэффициенты, соответствующие каждой комбинации, вычисленные на основе коэффициентов корреляции, полученных в серии псевдоэкспериментов. В правой колонке для сравнения приведены результаты фита со свободным параметром количества фоновых событий, то есть случай когда из функции правдоподобия исключен член  $L^{constr}$ .

Окончательный результат измерения массы топ кварка методом шаблонов в однолептонной выборке данных CDF на статистике  $1 \text{ фб}^{-1}$ :

$$M_{top} = 168,9 \pm 2,2 (stat) \pm 4,2 (syst) \text{ ГэВ} / c^2 \quad (5)$$

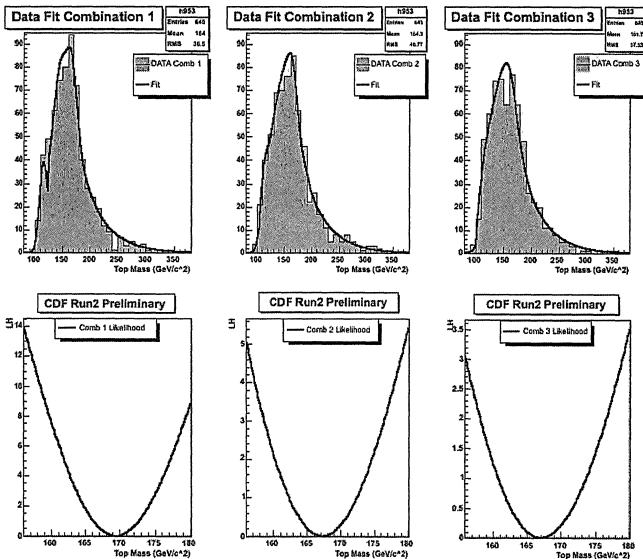


Рис. 5: Спектры инвариантных масс топ-кварков (вверху) и соответствующие им функции правдоподобия (внизу) для трех первых комбинаций с наименьшими значениями  $\chi^2$ .

	Связанный фит	Свободный фит
1 комбинация	$169,5 \pm 2,3 \text{ ГэВ}/c^2$	$169,8 \pm 2,4 \text{ ГэВ}/c^2$
2 комбинация	$167,3 \pm 3,6 \text{ ГэВ}/c^2$	$168,7 \pm 4,2 \text{ ГэВ}/c^2$
3 комбинация	$167,0 \pm 4,6 \text{ ГэВ}/c^2$	$169,3 \pm 5,7 \text{ ГэВ}/c^2$
$\alpha_1$	0,758	0,841
$\alpha_2$	0,165	0,120
$\alpha_3$	0,077	0,038
<b>BLUE</b>	<b><math>168,9 \pm 2,2 \text{ ГэВ}/c^2</math> (стат.)</b>	<b><math>169,6 \pm 2,4 \text{ ГэВ}/c^2</math> (стат.)</b>

Таблица 2: Измеренные значения массы топ-кварка. Средняя колонка соответствует результатам, полученным для случая, когда количество фоновых событий связано распределением Гаусса с ожидаемым средним и ошибкой; правая колонка для случая - когда число фоновых событий - свободный параметр фита. Приведена только статистическая погрешность.

Также проведено измерение массы топ-кварка на  $318 \text{ пб}^{-1}$  данных, для которых на момент проведения анализа была применена процедура b-мечения. Использовалась методика сходная с описанной ранее, с рядом изменений позволяющих улучшить точность измерения.

Мы разделили события-кандидаты на подвыборки в зависимости от числа b-меток и энергии струй в событии. Для разных подвыборок величина и состав фона отличаются, различны также формы распределения шаблонных масс топ-кварков. Критерии отбора для подвыборок, а также число отобранных событий приведены в таблице 3.

Выборка	b-tags	$E_T$ (ГэВ) струи 1-3	$E_T$ (ГэВ) струя 4	Число событий (для $318 \text{ пб}^{-1}$ )
0-tag	0	$E_T > 21$	$E_T > 21$	44
1-tagT	1	$E_T > 15$	$E_T > 15$	33
1-tag-L	1	$E_T > 15$	$15 > E_T > 8$	63
2-tag	2	$E_T > 15$	$E_T > 8$	25

Таблица 3: Параметры подвыборок для измерения массы топ-кварка с использованием информации о b-мечении.

Для каждой из подвыборок проводились оценки состава и величины фона, сильно зависящие от числа b-меченых струй. Для подвыборки 2-tag

величина фона наименьшая, и основная его компонента — события с рождением  $W$ -бозона и струями от тяжелых кварков. Для 1-tag(T) и 1-tag(L) преобладают фоны  $W$ +струи (от легких и тяжелых кварков), а также КХД — процессы. Для выборки 0-tag преобладающий тип фона —  $W$ +легкие струи. Оценка величины фона для этой подвыборки затруднена, поэтому для нее проводится фит свободный от привязки к ожидаемому числу событий.

Другой важной особенностью использованной методики является калибровка *in situ* по массе  $W$ -бозона. Для этого для каждого события наряду с реконструированной массой топ кварка ( $M_{top}^{reco}$ ) находятся инвариантные массы пар струй ( $M_{jj}^{reco}$ ), которые должны соответствовать массе  $W$ -бозона в случае, когда эти струи происходят от его адронного распада. Поскольку эти струи, очевидно, не должны иметь  $b$ -метки, число возможных комбинаций таких струй в событиях может быть от одной до 6-ти. Распределение  $M_{jj}^{reco}$  используется для калибровки шкалы энергии струй, для чего водится относительный параметр JES, представляющий сдвиг в шкале энергий струй в единицах ее номинальной неопределенности, вычисляемой из внешних калибровок.

Из распределений  $M_{top}^{reco}$  и  $M_{jj}^{reco}$  для набора значений масс топ кварка и JES мы составляем шаблоны сигнальных событий, которые затем параметризуются функцией, зависящей от этих входных параметров и интерполирующей промежутки между шаблонами. Аналогичным образом составляются шаблоны для различных фоновых процессов, однако в этом случае параметризация не зависит ни от массы топ-кварка, ни и от шкалы энергий струй. С полученными параметризованными шаблонами сравниваются распределения восстановленных масс, полученные из экспериментальных данных. Для этого используется метод наибольшего правдоподобия. Функция правдоподобия составляется для каждой подвыборки и включает члены учитывающие форму массовых шаблонов, шаблонов для  $M_{jj}^{reco}$ , числа сигнальных и фоновых событий а также ожидаемую величину фона (для подвыборок 2-tag, 1-tag(T) и 1-tag(L)). Полученные функции объединяются в общую функцию, в которую добавляется дополнительный член, содержащий информацию о внешних калибровках. Ищется максимум общей функции

правдоподобия по отношению к 10 параметрам (числам сигнальных и фоновых событий для 4-х подвыборок и также общим для всех подвыборок массе топ кварка и JES ), используя программный пакет MINUIT. В итоге на экспериментальных данных мы получили следующий результат для массы топ-кварка и шкалы энергии струй:

$$M^{top} = 173,5^{+3,7}_{-3,6} (stat. + JES) \text{ ГэВ}/c^2 \quad (6)$$

$$JES = -0,10^{+0,78}_{-0,80} \sigma_c \quad (7)$$

Используя методы, аналогичные описанным ранее мы получили оценку систематической погрешности (за исключением JES), составившую 1,3 ГэВ/c<sup>2</sup>. Окончательный результат измерения массы топ-кварка на статистике 318 пб<sup>-1</sup> данных с использованием b-мечения составил:

$$\begin{aligned} 173,5^{+3,7}_{-3,6} (stat. + JES) \pm 1,3 (проч. сист.) \text{ ГэВ}/c^2 \\ = 173,5^{+3,9}_{-3,8} \text{ ГэВ}/c^2 \end{aligned} \quad (8)$$

На момент публикации работы этот результат являлся наиболее точным измерением массы топ кварка.

**В заключении** сформулированы основные результаты диссертационной работы.

1. Впервые для уменьшения статистической погрешности измерения массы топ-кварка предложено использовать информацию от 3-х комбинаторных вариантов присвоения струй в событии с наименьшими значениями  $\chi^2$ , а не ограничиваться только одним лучшим вариантом.

С помощью моделирования показано, что использование метода наилучшей линейной несмещенной оценки (BLUE) при объединении решений от 3-х комбинаций позволяет улучшить статистическую погрешность измерения на 10%. С использованием данной методики измерена масса топ-кварка на статистике 1 фб<sup>-1</sup> в однолептонной выборке:

$$M_{top} = 168,9 \pm 2,2 (stat.) \pm 4,2 (сист.) \text{ ГэВ}/c^2 \quad (9)$$

2. Впервые на данных CDF проведено измерение массы топ-кварка с использованием информации о мечении b-струй и калибровке шкалы энергии адронных струй по массе W-бозона, на статистике 318 пб<sup>-1</sup>. Получено значение:

$$173,5_{-3,6}^{+3,7}(\text{стат.} + JES) \pm 1,3(\text{проч. сист.}) \text{ ГэВ}/c^2 \\ = 173,5_{-3,8}^{+3,9} \text{ ГэВ}/c^2 \quad (10)$$

Это наиболее точное измерение массы топ-кварка на данной статистике.

3. Для измерения массы топ-кварка в однолептонной выборке на данных эксперимента CDF развито и оптимизировано программное обеспечение для отбора событий, восстановления инвариантной массы топ кварка и калибровки шкалы энергии струй по массе W-бозона.
4. Разработан и внедрен ранее отсутствовавший комплекс программ, позволяющих устанавливать и контролировать в автоматическом режиме высоковольтные напряжения на счетчиках мюонной системы установки CDF и пороговые напряжения дискриминаторов сигналов для обеспечения надежной и эффективной работы системы счетчиков и передачи информации об их состоянии в он-лайн режиме в центр управления установкой CDF.
5. Для улучшения временного разрешения времяпролетного детектора установки CDF проведено моделирование отклика детектора на прохождение заряженной частицы; создан универсальный измерительный стенд для оптимизации считывающей электроники. Показано, что использование схемы двухпорогового дискриминатора с компенсацией длительности фронта позволяет уменьшить разброс времени отклика детектора на 45 %.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах:

- [1] CDF and D0 Collaborations, *Precision Determination of the Top Quark Mass*, Published Proceedings 21st Les Rencontres de Physique de la Vallée D'Aoste, La Thuile, Aosta, Italy, March 4-10, 2007. Published in Frascati Phys.Ser.44:259-272,2007. Also in La Thuile 2007, Results and perspectives in particle physics, 259-272.
- [2] A. Artikov, J. Budagov ..., F. Prokoshin *et al.*, *Top mass measurement on  $1\text{ fb}^{-1}$  using the three best combinations method*, JINR E1-2007-77, Dubna, 2007; M. Giunta ..., F Prokoshin *et al.*, *Top Mass Measurement on  $1\text{fb}^{-1}$  using the 3 Best Combinations Method*, CDF note 8669, CDF (2007).
- [3] А. Мензионе, К. Черри, Ф. Прокошин, С. Токар, Е. Вагага, *Работы по улучшению временного разрешения времяпролетного детектора установки CDF*, Письма в ЭЧАЯ. 2002. №5[114]. С. 61-66
- [4] О. Пухов, А. Артиков, Ф. Прокошин, Д. Чохели, Дж. Паулетта, Г. Гомез, И. Вила, К. Бромберг, *Автоматизация контроля системы мюонных сцинтилляционных счетчиков CDF II*, Письма в ЭЧАЯ. 2002. №5[114]. С.72-81.
- [5] A. Abulencia, D. Acosta ..., F. Prokoshin *et al.* (CDF Collaboration), *Top Quark Mass Measurement Using the Template Method in the Lepton + Jets Channel at CDF II*, Phys. Rev. D **73**, 032003 (2006)
- [6] A. Abulencia, D. Acosta ..., F. Prokoshin *et al.* (CDF Collaboration), *Precision top quark mass measurement in the lepton + jets topology in  $p$  anti- $p$  collisions at  $s^{**}(1/2) = 1.96\text{-TeV}$* , Phys. Rev. Lett. **96**, 022004 (2006).

Получено 8 июля 2011 г.



Отпечатано методом прямого репродуцирования  
с оригинала, предоставленного автором.

Подписано в печать 12.07.2011.

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

Усл. печ. л. 1,5. Уч.-изд. л. 1,38. Тираж 100 экз. Заказ № 57367.

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

E-mail: [publish@jinr.ru](mailto:publish@jinr.ru)

[www.jinr.ru/publish/](http://www.jinr.ru/publish/)