

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ  
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

На правах рукописи

СУСЛОВ Игорь Александрович

**Измерение массы топ-кварка при его парном рождении  
в  $p\bar{p}$ -взаимодействиях на Тэватроне, использующее  
дилептонную и лептон-трек выборки событий  
эксперимента CDF**

Специальность 01.04.16 - физика атомного ядра и элементарных частиц

ДИССЕРТАЦИЯ  
на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:  
доктор физико-математических наук В.В. Глаголев

Дубна 2010

# Оглавление

<b>Введение</b>	<b>5</b>
<b>1 Прецизионное измерение массы топ-кварка на установке CDF: мотивация, цели и оснащение эксперимента</b>	<b>9</b>
1.1 Мотивация и цели эксперимента . . . . .	9
1.1.1 Стандартная модель элементарных частиц . . . . .	9
1.1.2 Топ-кварк в Стандартной модели и мотивация экспери- мента по прецизионному измерению его массы . . . . .	11
1.1.3 Аспекты физики топ-кварка на Тэватроне . . . . .	14
1.1.4 Чем интересно измерение массы топ-кварка на дилеп- тонной выборке событий? . . . . .	19
1.2 Оснащение эксперимента: ускорительный комплекс Тэватрон и детектор CDF. . . . .	19
1.2.1 Тэватрон . . . . .	20
1.2.2 Экспериментальная установка CDF . . . . .	21
<b>2 Реконструкция и отбор событий</b>	<b>34</b>
2.1 Реконструкция событий и моделирование . . . . .	34
2.1.1 Калибровки . . . . .	34
2.1.2 Реконструкция треков . . . . .	35
2.1.3 Кластеризация . . . . .	35
2.1.4 Моделирование . . . . .	36
2.2 Дилептонная и лептон-трек выборки событий . . . . .	37
2.2.1 Методы отбора . . . . .	37
2.2.2 Состав выборок . . . . .	40
2.3 Выводы к главе 2 . . . . .	42

<b>3</b>	<b>Измерение массы топ-кварка PHI-методом на дилептонной выборке событий и объединение результатов от разных методов</b>	<b>43</b>
3.1	Методика измерения: PHI-метод . . . . .	44
3.1.1	Используемые при кинематическом фите информация о событии и основные предположения . . . . .	44
3.1.2	Определение $\chi^2$ . . . . .	46
3.1.3	Нахождение множества конфигураций на $(\phi^{\nu_1}, \phi^{\nu_2})$ плоскости . . . . .	47
3.1.4	Вес конфигураций и определение оценочной переменной для $M_t$ . . . . .	48
3.1.5	Определение функции правдоподобия . . . . .	49
3.2	Измерение массы топ-кварка PHI-методом на дилептонной выборке . . . . .	51
3.2.1	Сигнальные и фоновые функции плотности вероятности . . . . .	51
3.2.2	Тесты в псевдоэкспериментах . . . . .	52
3.2.3	Результат фита данных . . . . .	58
3.2.4	Систематические погрешности измерения . . . . .	58
3.3	Объединение полученных разными методами значений масс топ-кварка . . . . .	64
3.3.1	NWA-метод . . . . .	65
3.3.2	KIN-метод . . . . .	68
3.3.3	Сравнение методов . . . . .	70
3.3.4	Результаты фита данных для NWA-, KIN- и PHI-методов . . . . .	71
3.3.5	Систематические погрешности для NWA-, KIN- и PHI-методов . . . . .	71
3.3.6	Объединение результатов . . . . .	72
3.4	Обсуждение результатов . . . . .	75
3.5	Выводы к главе 3 . . . . .	75
<b>4</b>	<b>Измерение массы топ-кварка модифицированным PHI-методом на лептон-трек выборке</b>	<b>77</b>
4.1	Модификация PHI-метода . . . . .	77

4.1.1	Использование зависимости ширины распада топ-кварка от его массы при вычислении оценочной переменной . . .	77
4.1.2	Использование трансфер-функций $b$ -кварков . . . . .	82
4.2	Измерение массы топ-кварка на лептон-трек выборке . . . . .	86
4.2.1	Сигнальные и фоновые функции плотности вероятности	88
4.2.2	Тесты в псевдоэкспериментах . . . . .	90
4.2.3	Результат фита данных . . . . .	95
4.2.4	Систематические погрешности измерения . . . . .	95
4.3	Обсуждение результатов . . . . .	101
4.4	Выводы к главе 4 . . . . .	101
<b>Заключение</b>		<b>104</b>
<b>Ссылки</b>		<b>106</b>
<b>Список таблиц</b>		<b>113</b>
<b>Список иллюстраций</b>		<b>116</b>

# Введение

**Актуальность темы.** Можно без всякого преувеличения назвать прецизионное измерение массы топ-кварка одним из самых важных достижений в уходящем десятилетии для экспериментальной физики элементарных частиц. Данное измерение - это не просто дежурное уточнение одного из параметров Стандартной модели, оно является определяющим в поиске ответа на ключевой вопрос о происхождении масс фундаментальных частиц. Требование локальной калибровочной инвариантности приводит к тому, что калибровочные бозоны должны быть безмассовыми частицами. Для объяснения их массы вводится дополнительное поле - поле Хиггса, которое взаимодействует со всеми другими полями и через это взаимодействие сообщает массу калибровочным бозонам и фермионам. Наличие такого поля должно приводить к существованию массивного скалярного нейтрального бозона. Данный бозон, называемый бозоном Хиггса, остается единственной не открытой фундаментальной частицей Стандартной модели. Из-за радиационных поправок массы бозона Хиггса, топ-кварка и  $W$ -бозона оказываются связанными между собой. Данный факт позволяет получить важное ограничение для массы частицы Хиггса, но это предсказание имеет физическую ценность только при очень точных измерениях масс топ-кварка и  $W$ -бозона. Эта информация важна при поиске бозона Хиггса. Более того, после открытия данной частицы или получения более жестких экспериментальных ограничений на ее существование она даст возможность проверить состоятельность Стандартной модели.

Решение задачи прецизионного измерения массы топ-кварка стало возможным благодаря глубокой модернизации ускорительного комплекса Тэватрон и базовых установок, проводимых на нем экспериментов CDF и DØ. Начало Run II открыло новую главу в современном изучении тяжелых кварков. Нельзя не упомянуть тот факт, что на данный момент все основные экспери-

ментальные исследования топ-кварка были выполнены на Тэватроне. Вплоть до начала полноценной работы ЛНС он остается единственным ускорительным комплексом, позволяющим проводить прямые исследования в данном секторе физики. Рекордная энергия столкновения протона с антипротоном ( $\sqrt{s} = 1.96$  ТэВ) и рекордная светимость ( $\sim 3 \times 10^{32} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ ) сделали возможным получать топ-кварки и исследовать их свойства.

**Цель работы.** Целью настоящей работы стало измерение массы топ-кварка на большой статистике Run II, используя дилептонную и лептон-трек выборки событий эксперимента CDF.

**Научная новизна.** Говоря о научной новизне работы, необходимо выделить следующие моменты:

- Впервые в Run II на CDF измерена на дилептонных событиях масса топ-кварка.
- Впервые при современном уровне накопленных данных измерена масса топ-кварка на лептон-трек выборке эксперимента CDF.
- Разработан и реализован новый метод измерения массы топ-кварка на дилептонных событиях.

**Научно-практическая значимость работы.** Исследования топ-кварка на дилептонных событиях важны, т.к. представляют собой независимый источник информации о данном кварке. Полученное здесь значение массы топ-кварка может сравниваться с результатами в других каналах. Все измерения предполагают содержание  $t\bar{t}$ -событий и фона в экспериментальной выборке согласно Стандартной модели. Различие между массами, получаемыми на разных выборках, могло бы свидетельствовать о присутствии частиц, не предсказываемых данной теорией. С другой стороны, такое различие могло бы быть индикатором неадекватного моделирования процессов или неправильной работы экспериментального оборудования. Если все измерения массы топ-кварка совместимы между собой, они могут быть объединены. В этом случае масса топ-кварка от дилептонных событий улучшит точность общего измерения.

**Апробация работы и публикации.** Материалы, изложенные в диссертации, были представлены на конференциях La Thuile (Италия) [1], PANIC05 [2],

ICHEP08 [3] и DPF2009 [4]. Результаты работы докладывались на научно-методических семинарах ЛЯП ОИЯИ, регулярных совещаниях рабочей группы по физике топ-кварка на CDF.

Диссертация написана на основе научных работ, выполненных с участием автора в ЛЯП ОИЯИ и ФНАЛ в период с 2003 по 2009 гг. По результатам исследований, составивших основу диссертации, опубликованы следующие работы [1, 2, 3, 4, 49, 52, 53, 54, 68, 71, 72, 73].

**Структура работы.** Диссертация состоит из введения, четырех глав и заключения. Во **введении** обосновывается актуальность и формулируется цель исследований, объясняются научная новизна и научно-практическая значимость работы. Также здесь описана структура данной диссертации, приведены публикации, составившие ее основу. **Первая глава** посвящена мотивации представленного физического исследования, одновременно в ней затронуты некоторые аспекты физики топ-кварка, важные для понимания последующего материала. Кроме этого здесь дается описание экспериментальной установки. Основные алгоритмы реконструкции событий и вопросы моделирования затрагиваются во **второй главе**. Также она содержит описание двух различных методов отбора событий, которые использовались в приводимых работах по измерению массы топ-кварка. **Третья глава** содержит описание используемой методики измерения и детали измерения массы топ-кварка, выполненного на дилептонной выборке. Здесь описываются получение функций плотности вероятности для сигнальных и фоновых событий, тесты процедуры измерения, определенной на основе данных функций, результаты фита данных и оценки возможных систематических погрешностей измерения. Также приводятся краткие описания других существующих методик, сравнение методов между собой, их результаты и общая оценка массы топ-кварка, полученная объединением данных результатов. В конце главы проводится обсуждение результатов. В **четвертой главе** приводятся результаты проведенных исследований вариантов дальнейшего развития используемого метода измерения. На основе этих исследований была предложена модификация метода, позволившая уменьшить на  $\sim 20\%$  по сравнению с предыдущей методикой ожидаемую статистическую ошибку измерения. Модифицированный РН-метод применялся для измерения массы топ-кварка на лептон-трек вы-

борке. Описание этого измерения также содержится в данной главе. Обсуждение полученных результатов проводится в конце главы. В **заключении** сформулированы основные результаты, полученные в данной работе.



# Глава 1

## Прецизионное измерение массы топ-кварка на установке CDF: мотивация, цели и оснащение эксперимента

### 1.1 Мотивация и цели эксперимента

#### 1.1.1 Стандартная модель элементарных частиц

Стандартная модель (СМ) является теорией, описывающей электромагнитное, слабое и сильное взаимодействия элементарных частиц. Она включает в себя электрослабую модель Глэшоу-Вайнберга-Салама, объединенную с квантовой хромодинамикой (КХД), и представляет собой современную калибровочную теорию. Изложение аспектов данной теории может быть найдено, например, в [5]. СМ описывает все наблюдаемые до настоящего времени основные явления в физике элементарных частиц с поразительной точностью. Многочисленные эксперименты не нашли каких-либо отклонений от предсказаний СМ для взаимодействий вплоть до масштабов в несколько сотен ГэВ.

Фундаментальные частицы Стандартной модели являются или фермионами, имеющими полуцелый спин, или бозонами с целым значением спина (см. рис. 1.1). Фермионы подразделяются на кварки ( $u, d, s, c, b, t$ ), участвующие в сильных, слабых и электромагнитных взаимодействиях; заряженные лептоны ( $e, \mu, \tau$ ), участвующие в слабых и электромагнитных взаимодействиях; нейтрино ( $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$ ), которые участвуют только в слабых взаимодействии-

ях. Все вещество состоит из фундаментальных частиц-фермионов, которые можно объединить в три поколения. Каждое поколение состоит из лептонной пары (например,  $e$  и  $\nu_e$ ) и кваркового дублета (например,  $u$  и  $d$ ). Частицами-переносчиками взаимодействий являются калибровочные бозоны: 8 глюонов для сильного взаимодействия; 3 тяжелых калибровочных бозона ( $W^+$ ,  $W^-$ ,  $Z^0$ ) для слабого взаимодействия; один фотон для электромагнитного взаимодействия.

Три поколения материи (Фермионы)				
	I	II	III	
масса→	2,4 МэВ	1,27 ГэВ	171,2 ГэВ	0
заряд→	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	0
спин→	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
название→	<b>u</b> верхний	<b>c</b> очаровательный	<b>t</b> истинный	<b>γ</b> фотон
Кварки	4,8 МэВ	104 МэВ	4,2 ГэВ	0
	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	0
	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
	<b>d</b> нижний	<b>s</b> странный	<b>b</b> прелестный	<b>g</b> глюон
Лептоны	<2,2 эВ	<0,17 МэВ	<15,5 МэВ	91,2 ГэВ
	0	0	0	0
	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
	<b>ν<sub>e</sub></b> электронное нейтрино	<b>ν<sub>μ</sub></b> мюонное нейтрино	<b>ν<sub>τ</sub></b> тау нейтрино	<b>Z<sup>0</sup></b> слабое взаимодействие
	0,511 МэВ	105,7 МэВ	1,777 ГэВ	80,4 ГэВ
	-1	-1	-1	±1
	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
	<b>e</b> электрон	<b>μ</b> мюон	<b>τ</b> тау	<b>W<sup>±</sup></b> слабое взаимодействие

Рис. 1.1: Фундаментальные частицы Стандартной модели [6].

В СМ все три типа взаимодействий возникают как следствие симметрии полного лагранжиана системы относительно трех типов калибровочных преобразований. При этом требование локальной калибровочной инвариантности приводит к тому, что калибровочные бозоны должны быть безмассовыми частицами. Для объяснения их массы используется понятие спонтанного нарушения симметрии. Вводится дополнительное поле - поле Хиггса, которое взаимодействует со всеми другими полями и через это взаимодействие сообщает массу калибровочным бозонам и фермионам. Наличие такого поля должно приводить к существованию массивного скалярного нейтрального бозона ( $H$ ). Данный бозон, называемый бозоном Хиггса, остается единственной не открытой фундаментальной частицей Стандартной модели. Его поиск является одной из наиболее важных задач для современной экспериментальной

физики.

### 1.1.2 Топ-кварк в Стандартной модели и мотивация эксперимента по прецизионному измерению его массы

Топ-кварк был введен в Стандартную модель как партнер  $b$ -кварка по изоспину. Он впервые наблюдался на Тэватроне в 1995 году в экспериментах CDF и DØ [7, 8], и его свойства оказались согласующимися с предсказаниями СМ. Наибольшее удивление вызвала неожиданно большая масса топ-кварка  $M_t$ . Эта величина не может быть предсказана в СМ и является одним из свободных параметров теории. Топ-кварк оказался самой тяжелой из известных фундаментальных частиц. Его масса в 50000 раз больше чем у легчайших кварков и в 40 раз больше массы второго наиболее массивного из кварков:  $b$ -кварка. Из-за огромной массы время жизни топ-кварка чрезвычайно мало,  $\tau_t \sim 10^{-25}$  с. Такой временной масштаб на порядок меньше времени адронизации ( $\tau_{had} \sim 10^{-24}$  с [9]), т.е. характерного времени процесса формирования адронов из кварка. Таким образом, топ-кварк распадается в свободном состоянии, не будучи в конфайнменте, и его импульс и спин передаются продуктам распада. Данное свойство является уникальным для кварков.

В СМ топ-кварк практически всегда распадается на  $W$ -бозон и  $b$ -кварк. Распады  $t \rightarrow Ws$  и  $t \rightarrow Wd$  подавлены относительно данного распада на факторы  $|V_{ts}|^2 \sim 2 \times 10^{-3}$  и  $|V_{td}|^2 \sim 5 \times 10^{-5}$  соответственно. Здесь  $V_{ts}$ ,  $V_{td}$  - соответствующие элементы матрицы Кабиббо-Кобаяши-Маскава [10, 11].

Упомянем еще одно интересное свойство топ-кварка. В Стандартной модели массы фермионов образуются взаимодействием с полем Хиггса, которое определяется отдельной для каждого фермиона константой Юкавы  $\lambda$ . Это взаимодействие для топ-кварка описывается в полном лагранжиане Стандартной модели следующим членом:

$$\Delta\mathcal{L}_t = \frac{1}{\sqrt{2}}\lambda_t\nu\bar{t}_Lt_R + \text{h.c.}, \quad (1.1)$$

где  $\nu$  - вакуумное среднее хиггсовского поля. Отсюда можно выразить массу топ-кварка:

$$M_t = \frac{1}{\sqrt{2}}\lambda_t\nu. \quad (1.2)$$

Используя значение  $\nu = 246$  ГэВ, которое было получено из анализа совокупности экспериментальных данных, можно получить:

$$\lambda_t = \frac{m_t}{173.9 \text{ GeV}/c^2}. \quad (1.3)$$

Таким образом, константа Юкавы для взаимодействия топ-кварка с полем Хиггса очень близка к единице. Этот факт может быть лишь случайным совпадением, но с другой стороны в нем может быть заложен и более глубокий смысл, подразумевающий особый статус топ-кварка среди фундаментальных частиц и его особую роль в механизме нарушения электрослабой симметрии [12].

Измеренная с хорошей точностью масса топ-кварка необходима при получении предсказаний СМ для многих наблюдаемых, т.к. нужно брать в расчет радиационные поправки от петлевых диаграмм с его участием [13]. Хорошим примером является масса  $W$ -бозона  $M_W$ . В ведущем порядке эта величина определяется следующим выражением:

$$M_W^2 = \frac{1}{2} M_Z^2 \left( 1 + \sqrt{1 - \frac{4\pi\alpha}{\sqrt{2}G_F M_Z^2}} \right). \quad (1.4)$$

Здесь  $M_Z$  - масса  $Z$ -бозона,  $G_F$  - константа Ферми,  $\alpha$  - постоянная тонкой структуры. Также можно выразить  $M_W$  через угол Вайнберга  $\theta_W$ :

$$M_W = M_Z \cos \theta_W. \quad (1.5)$$

Вклады от петлевых диаграмм с участием виртуальных топ-кварка и бозона Хиггса (см. рис. 1.2) изменяют величину  $M_W$  таким образом, что

$$M_W \rightarrow \frac{M_W}{\sqrt{1 - \Delta r}}, \quad (1.6)$$

где величина  $\Delta r$  учитывает эти вклады. Диаграммы, подобные изображенной на рис. 1.2 (слева), могут быть определены не только для топ-кварка, но и для любого другого кварка или лептона. Поскольку эффект пропорционален квадрату массы частицы, диаграмма с топ-кварком дает наиболее существенную поправку для массы  $W$ . Ее величину можно оценить с помощью следующей формулы:

$$\Delta r_{top} \approx -\frac{3G_F M_t^2}{8\sqrt{2}\pi^2 \tan^2 \theta_W}. \quad (1.7)$$

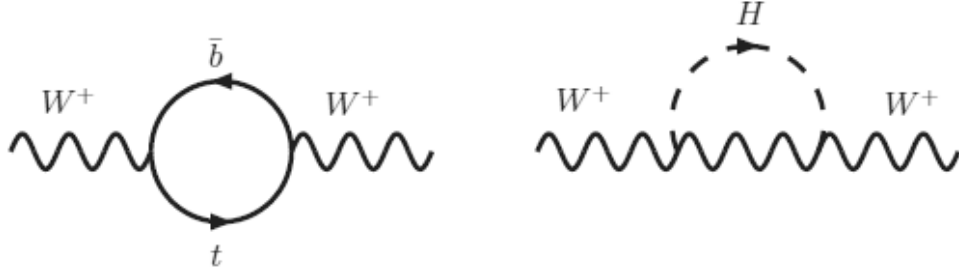


Рис. 1.2: Наиболее важные для вычисления наблюдаемой массы  $W$ -бозона петлевые диаграммы с участием виртуальных топ-кварка (слева) и бозона Хиггса (справа).

Поправка от диаграммы с бозоном Хиггса (рис. 1.2 (справа)) имеет логарифмическую зависимость от его массы  $m_H$ :

$$\Delta r_{Higgs} \approx \frac{11G_F M_Z^2 \cos^2 \theta_W}{24\sqrt{2}\pi^2} \ln \frac{m_H^2}{M_Z^2}. \quad (1.8)$$

Таким образом, наблюдаемая масса  $W$ -бозона оказывается зависимой от  $m_H$ . Данная связь позволяет получить из прецизионных измерений  $M_W$  важное ограничение для  $m_H$  в Стандартной модели. Эта информация важна при поиске бозона Хиггса. Более того, после открытия  $H$  или получения более жестких экспериментальных ограничений на его существование она даст возможность проверить состоятельность Стандартной модели. Отметим, что сильная зависимость  $M_W$  от  $M_t$  приводит к тому, что здесь одновременно требуются очень прецизионные измерения  $M_t$ , чтобы ограничение для  $m_H$  имело физическую ценность.

Данный пример затрагивает только одну наблюдаемую  $M_W$ . В действительности для получения ограничения на  $m_H$  выполняется более комплексный анализ связей между различными наблюдаемыми электрослабой модели и радиационными поправками, представляющий из себя фит по параметрам Стандартной модели [13]. В этом случае результат также сильно зависит от значения  $M_t$  и ошибок его измерения.

Прямые поиски бозона Хиггса на LEP исключают интервал масс  $m_H$  ниже 114 ГэВ/ $c^2$  [14], но в то же время легкий  $H$  более предпочтителен для глобального СМ фита экспериментальных данных [13]. Рисунок 1.3 показывает  $\Delta\chi^2$ -кривую для  $m_H$ , полученную с современными значениями  $M_t$  и  $M_W$

( $M_t = 173.1 \pm 1.3 \text{ ГэВ}/c^2$  [17],  $M_W = 80.399 \pm 0.023 \text{ ГэВ}/c^2$  [18]). Отсюда можно получить, что  $m_H$  меньше  $157 \text{ ГэВ}/c^2$  на уровне достоверности 95%. Если дополнительно учесть ограничение от прямых поисков  $H$  на LEP, верхний предел для  $m_H$  становится  $186 \text{ ГэВ}/c^2$ .

Стоит также упомянуть, что величина массы топ-кварка имеет еще большее значение для различных расширений Стандартной модели [19]. Ее прецизионное измерение позволяет поставить для них ограничения или даже совсем их исключить.

### 1.1.3 Аспекты физики топ-кварка на Тэватроне

На адронных коллайдерах процессы рождения топ-кварков могут проходить как через сильное, так и через электрослабое взаимодействия. Это довольно редкие процессы. На Тэватроне при энергии в системе центра масс  $\sqrt{s} = 1.96 \text{ ТэВ}$  на  $10^{10}$  неупругих  $p\bar{p}$ -взаимодействий приходится только одно событие с образованием топ-кварка. Преобладает рождение через сильное взаимодействие, в котором всегда возникает пара из топ- и антитоп-кварков ( $t\bar{t}$ ). Этот процесс может быть описан в рамках пертурбативной КХД [20]. В этом приближении глубоко неупругий процесс между протоном и антипротоном есть результат взаимодействий между кварками и глюонами, которые входят в состав данных адронов. Аннигиляция кварков и слияние глюонов - два существующих механизма парного рождения топ-кварков на Тэватроне. Их основные диаграммы Фейнмана показаны на рис. 1.4. Механизм аннигиляции кварков является основным для Тэватрона, обеспечивая здесь вклад около 85% в общее сечение процесса образования  $t\bar{t}$ -пары. Теоретический расчет данного сечения для  $M_t = 175 \text{ ГэВ}/c^2$  дает значение  $\sigma_{t\bar{t}} = 6.7_{-0.9}^{+0.7} \text{ пб}$  [21].

Процессы, в которых  $t$ -кварк появляется без своей античастицы (так называемое одиночное рождение топ-кварка), возможны благодаря электрослабому взаимодействию. Все они обусловлены взаимодействием в  $Wtb$ -вершине и классифицируются следующим образом:

(i)  $s$ -канальный процесс  $p\bar{p} \rightarrow t\bar{b} + X$  (или  $p\bar{p} \rightarrow \bar{t}b + X$ ) (см. рис. 1.5(a)). Вычисления в следующем за главным порядке разложения (NLO) предсказывают его сечение  $0.88 \pm 0.14 \text{ пб}$  [22].

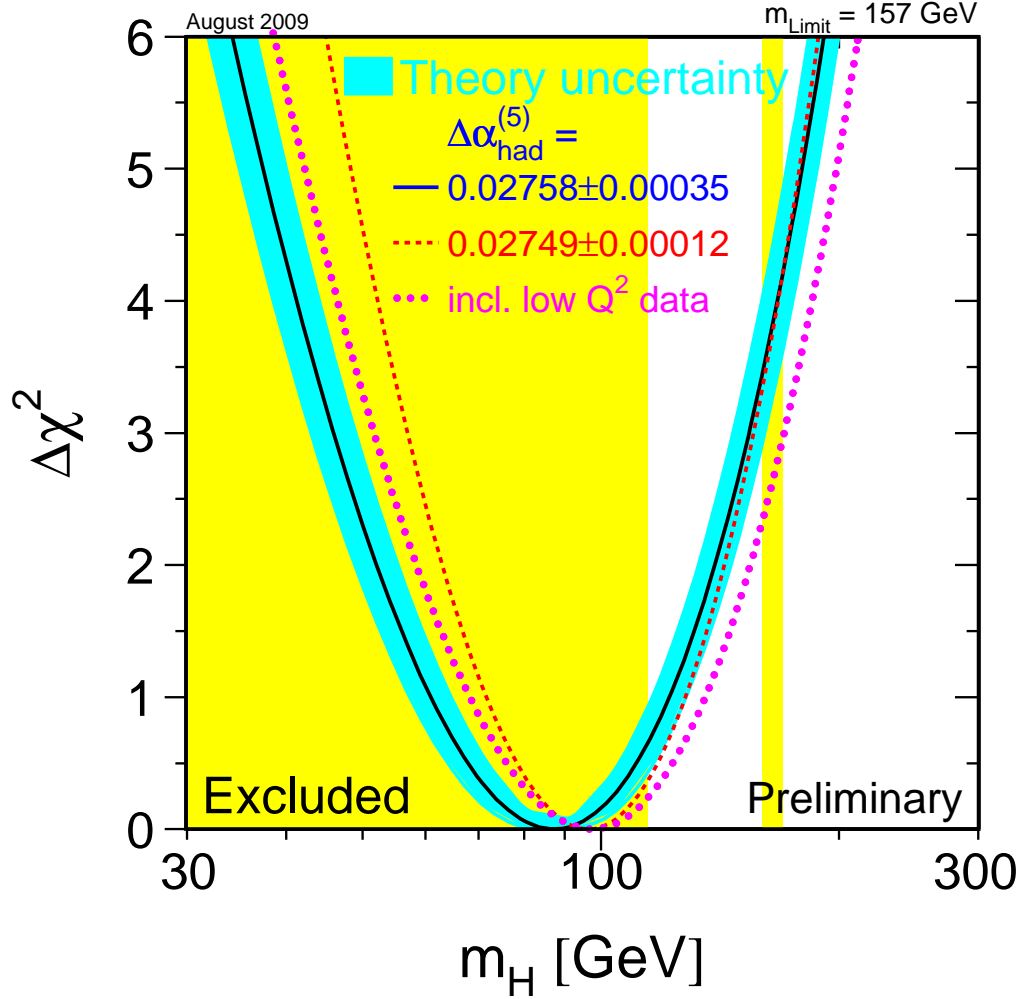


Рис. 1.3: СМ-фит совокупности экспериментальных данных [13]: кривая  $\Delta\chi^2 = \chi^2 - \chi_{\min}^2$  *vs.*  $m_H$ . Линия соответствует результату для всех имеющихся данных по глубоко неупругим взаимодействиям. Область вокруг линии представляет оценку теоретической ошибки из-за недостающих поправок более высокого порядка. Также показаны области, исключенные с уровнем достоверности 95% прямыми поисками  $H$  на LEP [14] и Тэватроне [15]. Прерывистая линия получена с использованием значения параметра  $\Delta\alpha_{\text{had}}^{(5)}$  из [16]. Пунктирная линия соответствует фиту, включающему дополнительно данные с меньшими переданными импульсами.

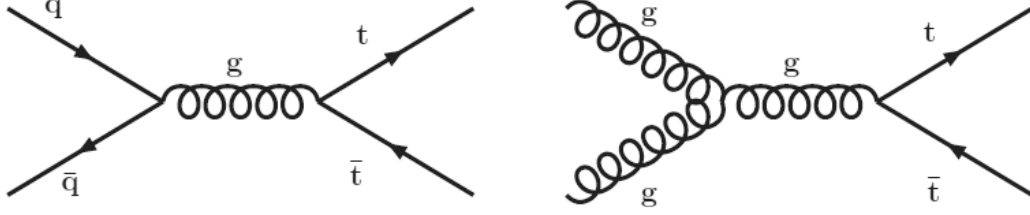


Рис. 1.4: Диаграммы Фейнмана, поясняющие два механизма парного рождения топ-кварков на Тэватроне: аннигиляция кварков (слева) и слияние глюонов (справа).

(ii)  $t$ -канальный процесс  $p\bar{p} \rightarrow tq\bar{b} + X$  (или  $p\bar{p} \rightarrow \bar{t}q\bar{b} + X$ ) (см. рис. 1.5(b)) в литературе часто упоминается как  $Wg$ -слияние. NLO-вычисления его сечения дают величину  $1.98 \pm 0.30$  пб [22].

(iii) Ассоциативное  $tW$ -рождение  $p\bar{p} \rightarrow tW^- + X$  (или  $p\bar{p} \rightarrow \bar{t}W^+ + X$ ) имеет незначительный выход по сравнению с двумя предыдущими процессами, и на Тэватроне затруднительно его наблюдение. В ведущем порядке разложения (LO) сечение равно  $0.08 \pm 0.02$  пб [23].

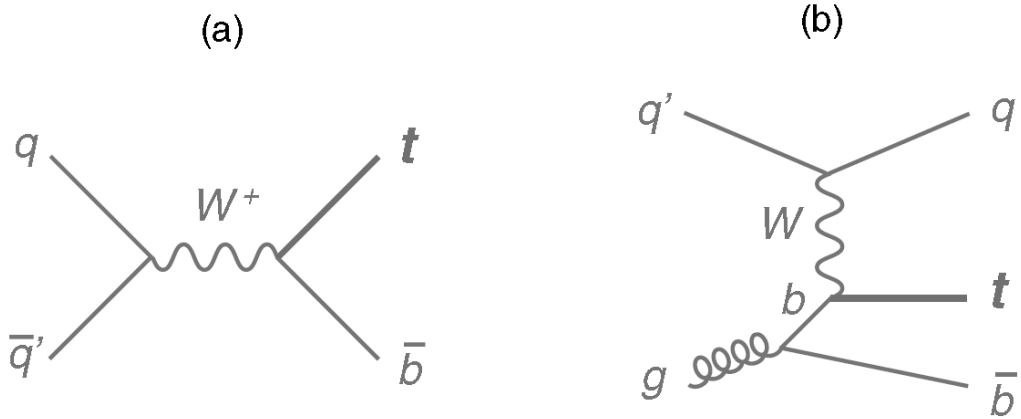


Рис. 1.5: Диаграммы Фейнмана, поясняющие основные механизмы одиночного рождения топ-кварков на Тэватроне:  $s$ -канальный (a) и  $t$ -канальный процессы (b).

Начиная с момента открытия топ-кварков и до недавнего времени, парное рождение оставалось единственным надежно наблюдаемым экспериментально процессом. Регистрация одиночного рождения представляла из себя экстремальную по сложности задачу из-за наличия в экспериментальных выборках огромного фона ( $\sim 95\%$ ), мешающего выделению сигнала. Только в самых последних поисках  $s$ - и  $t$ -канальных процессов коллаборациям CDF и DØ удалось зарегистрировать электрослабое рождение топ-кварка со значи-



мостью 5 стандартных отклонений [24, 25].

Наиболее подходящие для измерения массы и исследования других свойств топ-кварка категории событий классифицируются по конечному состоянию, которое определяется типами распадов двух  $W$ -бозонов, образующихся после распада  $t\bar{t}$ -пары ( $t\bar{t} \rightarrow W^+bW^-\bar{b}$ ). Каждый из  $W$ -бозонов может распадаться на кварк-антикварковую пару (адронный канал) или же на заряженный лептон и нейтрино (лептонный канал). Говоря о лептонах, мы будем здесь подразумевать электроны или мюоны. Из-за трудностей в реконструкции  $\tau$ -лептонов мы отнесем их к отдельному классу продуктов распада  $W$ . Таким образом, могут быть выделены три категории:

- Дилептонные события соответствуют случаю, когда оба  $W$ -бозона распадаются по лептонному каналу (см. рис. 1.6). При этом в конечном состоянии присутствуют два высокоэнергетичных лептона с противоположными зарядами. Данные лептоны могут быть легко детектированы и идентифицированы. Наличие двух нейтрино приводит к большой разбалансировке общего измеренного импульса в поперечной пучку плоскости. Кроме этого, в событии должны быть две струи, появившиеся от адронизации  $b$ -кварков. Возможно большее число адронных струй из-за радиационного излучения глюонов в начальном и конечном состояниях. Дилептонный канал имеет наименьший брэнчинг (см. табл. 1.1). Присутствие двух нейтрино затрудняет анализ событий на основе кинематических связей. Но, с другой стороны, четкая сигнатура дилептонных событий обеспечивает наилучшее соотношение сигнала и фона в экспериментальной выборке по сравнению с другими каналами.
- Событие относится к категории "лептон-струи", если один из  $W$ -бозонов распался по лептонному каналу, а другой по адронному. В этом случае в событии должны присутствовать высокоэнергетичный лептон и как минимум четыре адронных струи. Как и для дилептонов, наличие нейтрино в конечном состоянии приводит к большой разбалансировке общего измеренного импульса в поперечной пучку плоскости. Лептон-струйный канал имеет достаточно большой брэнчинг при вполне хорошем соотношении сигнала и фона (см. табл. 1.1). Это преимущество позволяет

получать здесь наиболее точные результаты при исследовании свойств топ-кварка.

- Мультиструйное событие получается, когда оба  $W$ -бозона дают кварк-антикварковую пару. При этом в событии наблюдаются шесть или более адронных струй. Не смотря на то, что мультиструйный канал имеет наибольший брэнчинг, его бедная сигнатура обуславливает огромный КХД-фон (см. табл. 1.1), который затрудняет измерения.

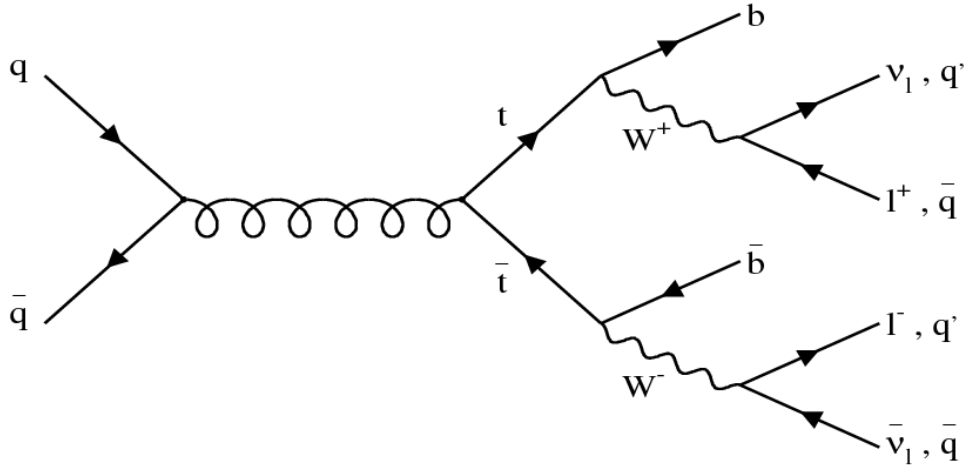


Рис. 1.6: Цепочка рождения и распада пары топ-кварков.

Категория	Канал распада	Брэнчинг		Сигнал:Фон
Дилептоны	$t\bar{t} \rightarrow e\nu b e\nu b$	1/81	4/81 (5%)	$\sim 2:1$
	$t\bar{t} \rightarrow \mu\nu b \mu\nu b$	1/81		
	$t\bar{t} \rightarrow e\nu b \mu\nu b$	2/81		
	$t\bar{t} \rightarrow e\nu b \tau\nu b$	2/81		
	$t\bar{t} \rightarrow \mu\nu b \tau\nu b$	2/81		
	$t\bar{t} \rightarrow \tau\nu b \tau\nu b$	1/81		
Лептон-струйные события	$t\bar{t} \rightarrow qq' b e\nu b$	12/81	24/81 (30%)	$\sim 1:1$
	$t\bar{t} \rightarrow qq' b \mu\nu b$	12/81		
	$t\bar{t} \rightarrow qq' b \tau\nu b$	12/81		
Мультиструйные события	$t\bar{t} \rightarrow qq' b q'' q''' b$	36/81	36/81 (44%)	$\sim 1:10$

Таблица 1.1: Брэнчинг и приблизительное соотношение сигнал/фон для различных каналов распада  $t\bar{t}$ -пары.

#### 1.1.4 Чем интересно измерение массы топ-кварка на дилептонной выборке событий?

Хотя, как это уже было отмечено, дилептонный канал не является наилучшим для исследования свойств топ-кварка, измерения на дилептонных событиях важны, т.к. представляют собой независимый источник информации о данном кварке. Прежде всего, полученное здесь значение  $M_t$  может сравниваться с результатами в других каналах. Все измерения массы топ-кварка предполагают содержание  $t\bar{t}$ -событий и фона в экспериментальной выборке согласно Стандартной модели. Различие между  $M_t$ , получаемыми на разных выборках, могло бы свидетельствовать о присутствии частиц, не предсказанных СМ [26]. С другой стороны, такое различие могло бы быть индикатором неадекватного моделирования процессов или неправильной работы экспериментального оборудования. Наконец, если измерения  $M_t$  совместимы между собой, они могут быть объединены. В этом случае масса топ-кварка от дилептонных событий улучшит точность общего измерения.

### 1.2 Оснащение эксперимента: ускорительный комплекс Тэватрон и детектор CDF.

Нельзя не упомянуть тот факт, что на данный момент все основные экспериментальные исследования  $t$ -кварка были выполнены на Тэватроне. Вплоть до начала полноценной работы LHC он остается единственным ускорительным комплексом, позволяющим проводить прямые исследования в данном секторе физики. Рекордная энергия столкновения протона с антипротоном ( $\sqrt{s} = 1.96$  ТэВ) и рекордная светимость ( $\sim 3 \times 10^{32} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ ) сделали возможным получать  $t$ -кварки и исследовать их свойства. Данные исследования проводятся на двух детекторных установках, расположенных в местах встречи пучков: CDF и DØ. Создание такой аппаратуры потребовало многолетних усилий огромного числа физиков, инженеров и техников.

Начиная с 2002 года, начался новый этап в работе ускорителя и детекторов (часто в литературе он носит название Run II). К этому времени экспериментальное оборудование было серьезно модифицировано, что расширило

исследовательский потенциал Тэватрона и открыло перед физиками новые возможности. В данном разделе мы опишем основные компоненты Тэватрона и детектора CDF в Run II.

### 1.2.1 Тэватрон

Формирование высокоэнергетичных пучков на Тэватроне осуществляется в несколько этапов (см. рис. 1.7). На начальной стадии предускоритель Кокрофт-Валтон (Cockcroft-Walton) [27] путем ионизации превращает молекулы водородного газа в отрицательно заряженные ионы  $H^-$  (протон с двумя электронами) и разгоняет их до энергии 750 кэВ. Затем ионы  $H^-$  попадают в линейный ускоритель Linac [28]. На расстоянии 150 метров они разгоняются осциллирующим электрическим полем до энергии 400 МэВ. Также здесь происходит группировка ионов в сгустки. На выходе линейного ускорителя ионы, проходя углеродную фольгу, теряют электроны и "голые" протоны впрыскиваются в Бустер (Booster) [29], синхротрон диаметром 74.5 метра, где разгоняются до энергии 8 ГэВ.

На следующем этапе ускорения протоны попадают в Главный Инжектор (Main Injector) [30], который представляет собой синхротрон с диаметром кольца около одного километра. Главный Инжектор выполняет сразу несколько функций. Прежде всего, здесь пучок протонов разгоняется до энергии 120 ГэВ и направляется затем на никелевую мишень. Столкновения с никелевой мишенью приводят к рождению различных частиц, включая антипротоны. Полученные таким образом антипротоны выделяют магнитным полем, охлаждают и фокусируют, формируя пучок с энергией 8 ГэВ, и направляют в накопительное кольцо (Anti-proton Source). Эффективность получения антипротонов в накопительном кольце для протонов, посланных на никелевую мишень, составляет около  $2 \times 10^{-5}$ , так что сбор необходимого числа  $\bar{p}$  занимает многие часы. После накопительного кольца антипротоны попадают в Главный Инжектор. На этом этапе Главный Инжектор осуществляет разгон пучков  $p$  и  $\bar{p}$  до энергии 150 ГэВ и впрыскивание их в Тэватрон. Тэватрон [30], синхротрон с радиусом кольца в 1 км, выполняет последний этап формирования пучков, разгоняя их до энергии 980 ГэВ. После ускорения про-

тоны и антипротоны совершают обороты в противоположных направлениях, и столкновения осуществляются в центрах двух экспериментальных установок: CDF и DØ. Тэватрон способен поддерживать такой режим в течение многих часов. Некоторые характеристики пучков приведены в таблице 1.2.

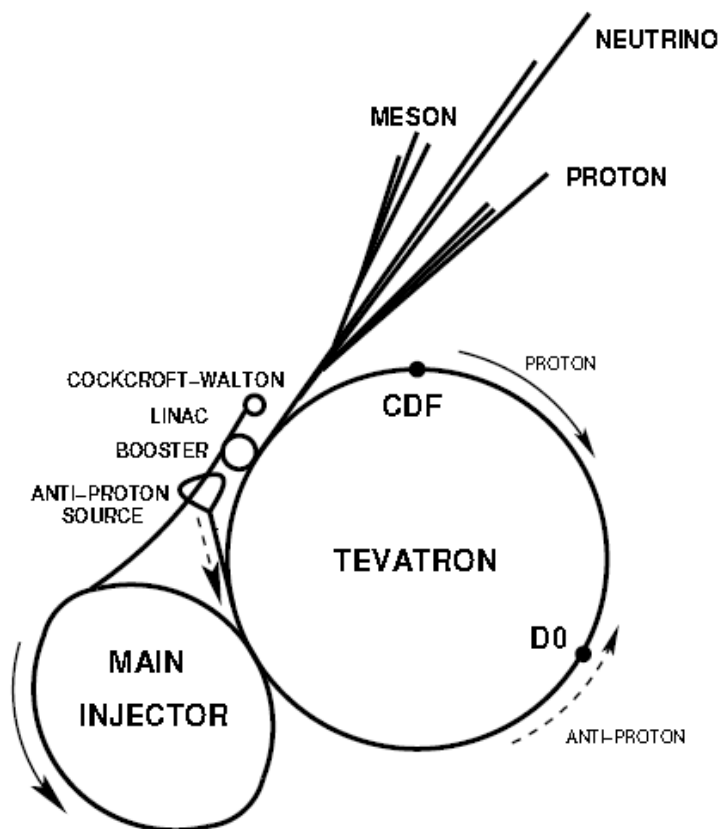


Рис. 1.7: Схематический вид ускорительного комплекса Тэватрон в лаборатории Фермилаб.

### 1.2.2 Экспериментальная установка CDF

Установка CDF [31] (см. рис. 1.8) представляет собой уникальный детектор, позволяющий проводить исследования в широком спектре задач физики высоких энергий. Его форма обладает аксиальной и двусторонней симметриями. Имея размеры 15 метров в длину и 10 метров в диаметре, детектор весит около 5000 тонн.

Для описания CDF используется правосторонняя система координат с началом в центре установки. Оси  $x$  и  $y$  направлены по горизонтали от центра

Число сгустков частиц в кольце	36
Временной интервал между сгустками, нс	396
Длина сгустка	50 см
Число протонов в сгустке	$24 \cdot 10^{10}$
Число антипротонов в сгустке	$6 \cdot 10^{10}$
Рождается антипротонов, в час	$1.6 \cdot 10^{11}$
Максимальное число антипротонов в накопительном кольце	$2.4 \cdot 10^{12}$
Радиус пучка, мкм	$29(p), 21(\bar{p})$

Таблица 1.2: Некоторые параметры Тэватрона в Run II.

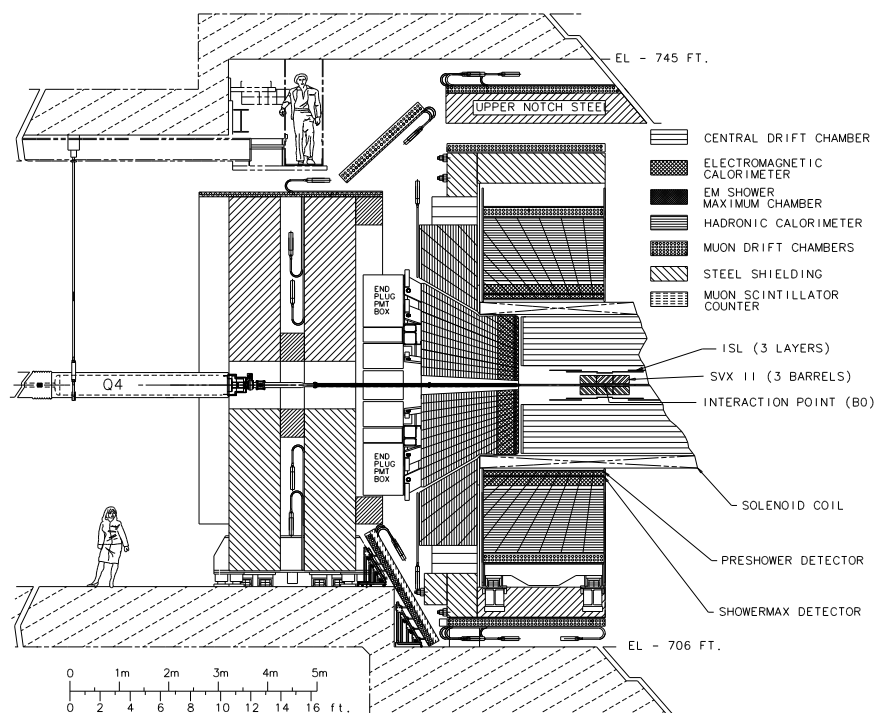


Рис. 1.8: Продольный разрез установки CDF (показана половина детектора).

ускорительного кольца и вверх соответственно. Направление по оси протонного пучка задает ось  $z$ . Также нами будет использоваться сферическая система координат. Полярный угол  $\theta$  отсчитывается от оси  $z$ . Азимут  $\phi$  будем считать в направлении против часовой стрелки от оси  $x$ . Часто вместо полярного угла задается псевдобыстрота:  $\eta \equiv -\ln[\tan(\theta/2)]$ . Кроме энергии и импульса частицы ( $E$  и  $p$ ) используются поперечные энергия и импульс:  $E_T \equiv E \cdot \sin(\theta)$  и  $P_T \equiv p \cdot \sin(\theta)$ .

Столкновения  $p$  и  $\bar{p}$  необязательно происходят в центре установки. Характерные размеры области столкновений приблизительно составляют 0.003 см в поперечном направлении и 30 см в продольном.

При измерении массы топ-кварка используется информация от трех основных систем CDF: трековой, калориметрической и мюонной. Задание триггера и накопление данных осуществляются системой сбора. Кратко охарактеризуем каждую из этих систем.

### Трековая система

Для определения траекторий и импульсов заряженных частиц используется трековый спектрометр, который включает в себя кремниевый микростриповый детектор и цилиндрическую дрейфовую камеру (COT), помещенные в магнитное поле напряженностью 1.4 Тл (см. рис. 1.9).

Кремниевый детектор обеспечивает высокоточные позиционные измерения вблизи точки взаимодействия. Его можно представить как несколько аксиальных слоев, состоящих из кремниевых полосок. Три независимых детектора входят в его состав: внутренний детектор (Layer00) [32], кремниевый вершинный детектор (SVX II) [33] и промежуточный кремниевый детектор (ISL) [34]. Layer00 расположен на трубе, в которой сталкиваются пучки, и его сенсоры односторонние. Следующие пять слоев принадлежат SVX II, и два внешних слоя составляют ISL. В отличие от Layer00, для SVX II и ISL считывание производится с обеих сторон кремниевых полосок. Эта система детекторов позволяет восстанавливать треки в трех измерениях. Основные характеристики кремниевого детектора приведены в таблице 1.3. Разрешение по прицельному параметру  $d_0$  для системы объединяющей SVX II и ISL составляет 40 мкм, что позволяет определять вторичные вершины в собы-

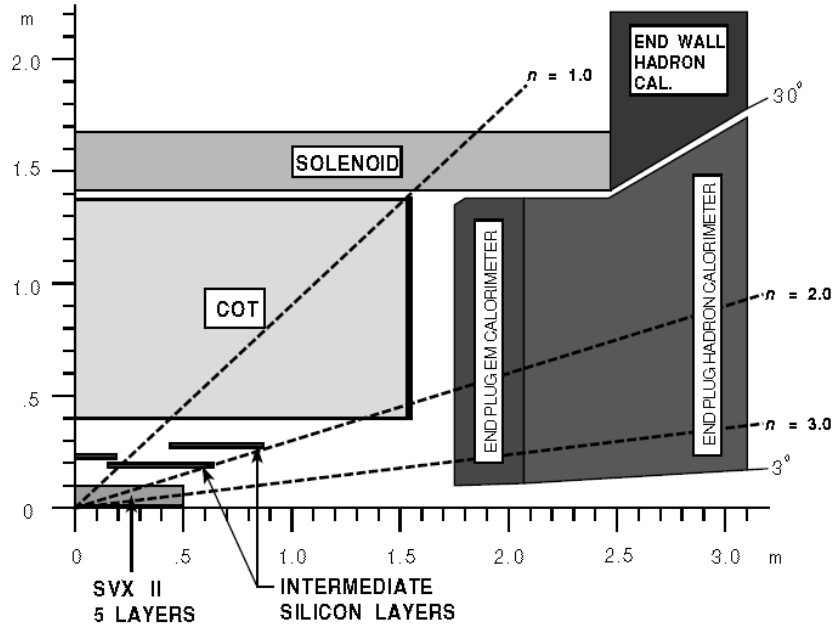


Рис. 1.9: Схема трековой системы установки CDF (показан квадрант).

тии. Разрешение данной системы по  $z$  для точки взаимодействия (параметр  $z_0$ ) равно 70 мкм.

На большой радиальной дистанции от точки взаимодействия позиционные измерения треков заряженных частиц выполняет центральная дрейфовая камера [35]. Она имеет длину 310 см и радиальное покрытие от 44 см до 132 см. Информация от COT позволяет измерение кривизны треков в магнитном поле и, таким образом, определение импульсов частиц. Данная камера была специально разработана для работы в условиях Run II: при большой светимости и при малом времени между столкновениями. Необходимость ограничить время дрейфа до 130 нс потребовала использования быстрого газа (смесь аргона и этана в пропорции 50:50) и маленьких ячеек ( $\sim 2$  см). Каждая ячейка состоит из 12 сенсорных проволок, наклоненных под углом  $35^\circ$  по отношению к радиальному направлению для компенсации угла дрейфа электронов в магнитном поле. Группа таких ячеек для данного радиуса составляет слой. Всего в COT восемь слоев: четыре стерео слоя, используемые для измерений в  $r - z$  плоскости, чередуются с четырьмя аксиальными слоями для измерений в  $r - \phi$  плоскости. Некоторые характеристики камеры приведены в таблице 1.3. COT позволяет измерять поперечный импульс заряженных частиц с



Layer00	
Радиальное покрытие	1.35 ÷ 1.65 см
Разрешение для одиночного измерения	6 мкм (аксиальное)
Число каналов	13,824
SVX II	
Радиальное покрытие	2.4 ÷ 10.7 см
Число слоев	5
Разрешение для одиночного измерения	12 мкм (аксиальное)
Полная длина	96.0 см
Покрытие по $\eta$	$ \eta  \leq 2.0$
Число каналов	423,900
ISL	
Радиальное покрытие	20 ÷ 28 см
Число слоев	2 (1 при $1.0 \leq  \eta  \leq 1.9$ )
Разрешение для одиночного измерения	16 мкм (аксиальное)
Полная длина	174 см
Покрытие по $\eta$	$ \eta  \leq 1.9$
Число каналов	268,800
COT	
Радиальное покрытие	44 ÷ 132 см
Число слоев	8
Измерений на слой	12
Максимальная дистанция дрейфа	0.88 см
Разрешение для одиночного измерения	140 мкм
Покрытие по $\eta$	$ \eta  \leq 1.0$
Число каналов	30,240

Таблица 1.3: Основные характеристики детекторов трековой системы эксперимента CDF.

точностью  $\sigma(P_T)/P_T = 0.15\% \times P_T$  [ГэВ/с].

## Калориметрия

Калориметрическая система CDF предназначена для измерений энергии и координат проходящих частиц (электронов, фотонов, адронов). Данная система расположена за магнитом и покрывает, за исключением небольших технических участков, область  $|\eta| \leq 3.6$ . В нее входят электромагнитные и адронные калориметры, которые состоят из чередующихся слоев сцинтиллятора и поглотителя. Световой сигнал, образующийся в сцинтилляторе после прохождения частиц, считывается фотоумножителями. Калориметры CDF разделены на сегменты (башни), получающиеся путем лучевых проекций из точки начала координат. Центральные калориметры ( $|\eta| \leq 1.1$ ) были унаследованы из Run I, тогда как торцевые калориметры ( $1.1 < |\eta| \leq 3.6$ ) разработаны специально для Run II. Ниже мы разберем подробнее их строение и основные характеристики.

## Центральные калориметры

Центральная часть калориметрической системы состоит из центрального электромагнитного калориметра (СЕМ) [36], центрального адронного калориметра (СНА) [37] и стеночного адронного калориметра (WHA) [38].

В СЕМ используются свинцовые листы (толщиной 13 мм), чередующиеся с пластинами полистиролового сцинтиллятора (толщиной 5 мм). Общая глубина составляет 19 радиационных длин ( $X_0$ ). Башни, на которые сегментирован СЕМ, покрывают по азимутальному углу  $15^\circ$  (всего 24 башни по  $\phi$ -направлению) и имеют размер по псевдобыстроте 0.11 (всего 20 башен по  $z$ -направлению).

Для более точного измерения координат электромагнитного ливня в СЕМ на глубине  $5.9X_0$  установлен центральный детектор максимального развития ливня (CES) [39], который представляет собой пропорциональную стрип-проволочную камеру. Для определения позиции по  $z$  используются катодные стрипы (шириной 1.67-2.01 см), тогда как для измерения по  $\phi$  используются анодные проволоки (размер ячейки 1.45 см). Разрешение CES составляет около 2 мм. CES способна определять поперечный профиль ливня, что поз-

воляет различать одиночный ливень от случая двух близко расположенных ливней (например, от распада  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ ).

В СНА и WНА используются в качестве поглотителя стальные листы (толщиной 2.5 см и 5.0 см соответственно) и как активная среда пластины акрилового сцинтиллятора (толщиной 1 см). СНА имеет такую же сегментацию как и СЕМ. Глубина обоих адронных калориметров составляет  $4.5\lambda$  ( $\lambda$  - длина пробега адрона в веществе).

Основные характеристики калориметров приведены в таблице 1.4.

### Торцевые калориметры

Торцевые электромагнитный и адронный калориметры (РЕМ [40] и РНА [38]) имеют в целом схожее строение, что и центральные калориметры. Они покрывают по полярному углу интервал  $36.8^\circ > \theta > 3^\circ$  ( $1.1 < |\eta| < 3.64$ ). С каждой стороны установки РЕМ разделен на 12 частей по  $\eta$ , а РНА на 11 частей. Покрывание по азимуту для каждой секции РЕМ и РНА составляет либо  $7.5^\circ$  (для интервала  $1.1 < |\eta| < 2.11$ ), либо  $15^\circ$  (для интервала  $2.11 < |\eta| < 3.64$ ).

РЕМ собран из 23 слоев свинца (толщиной 4.5 мм) и полистиролового сцинтиллятора (толщиной 4 мм), которые в сумме составляют 20 радиационных длин. Аналогично СЕМ в РЕМ на глубине  $5.4X_0$  размещен детектор максимального развития ливня (PES) [41]. PES состоит из двух слоев сцинтиллятора. Позиционное разрешение PES составляет около 1 мм.

РНА составлен из 23 слоев стали (толщиной 5.1 см) и полистиролового сцинтиллятора (толщиной 6 мм), которые в сумме обеспечивают глубину  $7\lambda$ .

Основные характеристики РЕМ и РНА приведены в таблице 1.4.

Калориметр	Глубина	Покрывание по $\eta$	Разрешение, %
СЕМ	$19X_0$	$ \eta  < 1.1$	$13.5/\sqrt{E_T[\text{GeV}]} \oplus 2$
РЕМ	$21X_0$	$1.1 <  \eta  < 3.6$	$16/\sqrt{E_T[\text{GeV}]} \oplus 1$
СНА	$4.5\lambda$	$ \eta  < 0.9$	$50/\sqrt{E_T[\text{GeV}]} \oplus 3$
WНА	$4.5\lambda$	$0.8 <  \eta  < 1.2$	$75/\sqrt{E_T[\text{GeV}]} \oplus 4$
РНА	$7\lambda$	$1.2 <  \eta  < 3.6$	$80/\sqrt{E_T[\text{GeV}]} \oplus 5$

Таблица 1.4: Основные характеристики калориметров эксперимента CDF. Для СЕМ и РЕМ приведено разрешение измерения энергии фотонов или электронов, для СНА, WНА и РНА разрешение измерения энергии пионов.

## Мюонная система

Расположенная за калориметрами, мюонная система выполняет функцию идентификации мюонов. Она собрана из сцинтилляционных счетчиков и планарных мюонных камер, состоящих из дрейфовых трубок. Сигналы с камер позволяют восстанавливать трековый сегмент прошедшего мюона. Для идентификации мюона требуется соответствие данного сегмента и трека в СОТ. Максимальное время дрейфа в мюонных камерах больше времени между столкновениями пучков, поэтому при выработке мюонного триггера для ассоциации мюонного трека с  $p\bar{p}$ -взаимодействием дополнительно используется информация от сцинтилляционных счетчиков.

В мюонную систему CDF входят четыре независимых детектора: центральный мюонный детектор (CMU) [42, 38], центральный дополнительный мюонный детектор (CMP) [38], центральный расширяющий мюонный детектор (CMX) [38] и промежуточный мюонный детектор (IMU)[38]. Расположение мюонных детекторов по  $\phi$  и  $\eta$  показано на рисунке 1.10. Дрейфовые трубки всех четырех систем заполнены смесью аргона и этана в пропорции 50:50.

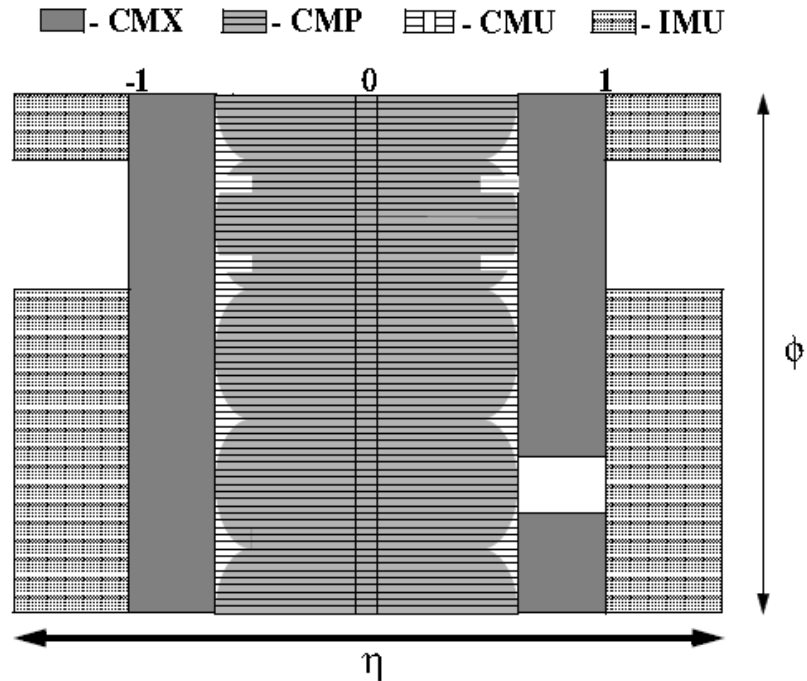


Рис. 1.10: Расположение мюонных детекторов по  $\phi$  и  $\eta$ .

CMU расположен за адронным калориметром СНА и разделен на секции

размером  $0.6 \times 12.6^\circ$  по  $\eta \times \phi$ . Секцию составляют три башни, содержащие четыре детектирующих слоя. Слой содержит четыре дрейфовые трубки (см. рис. 1.11). В центре каждой ячейки находится сенсорная проволока диаметром 50 мкм. Разрешение детектора составляет 250 мкм в  $\phi$ -направлении (направление дрейфа) и 1.2 мм по  $z$  (направление проволоки). Из-за магнитного поля CMU достигают только мюоны с  $P_T > 1.4$  ГэВ/с.

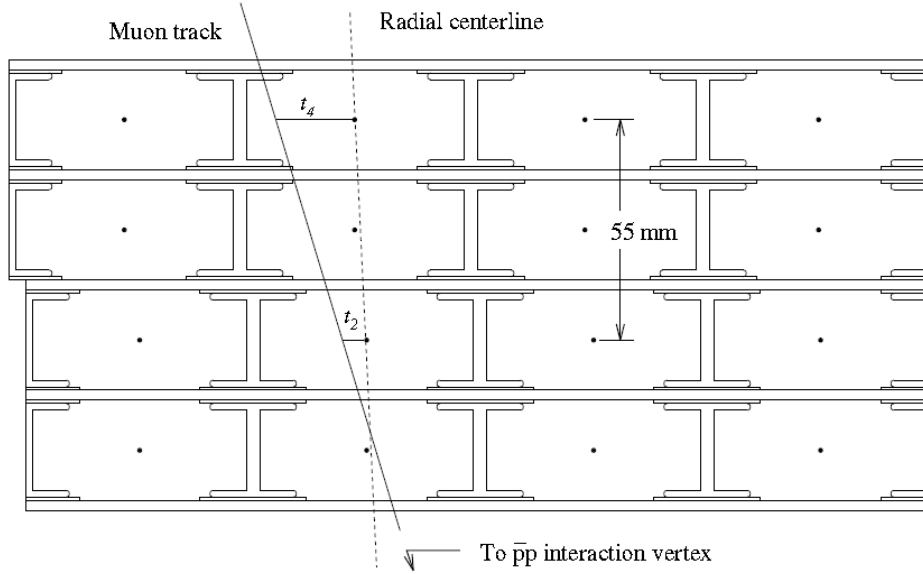


Рис. 1.11: Вид модуля CMU в  $r$ - $\phi$  плоскости. Времена дрейфа  $t_1$  и  $t_2$  используются для идентификации мюонов. Сенсорные проволочки изображены как черные точки.

Около 0.5% адронов, рожденных в событии, проходят сквозь калориметр и могут приводить к ложной идентификации мюонов. СМР призван уменьшить этот эффект. Он располагается за ярмом магнита, слоем стали толщиной 60 см ( $2.4\lambda$ ), который служит дополнительным фильтром от адронов. Форма магнита задает определенные ограничения на форму СМР. Детектор имеет фиксированную длину по  $z$  и форму квадратного бокса, окружающего центральный детектор. Как результат, покрытие по  $\eta$  отличается для различных значений азимута  $\phi$ . СМР достигают только мюоны с  $P_T > 2.2$  ГэВ/с. Слой сцинтилляционных счетчиков (CSP) установлен на внешней поверхности камер СМР.

СМХ содержит восемь детектирующих слоев и позволяет расширить покрытие по  $\eta$ . Детектор состоит из двух дуг, расположенных с каждой стороны центрального детектора, а также сегмента наверху и двух сегментов внизу.

Из-за криогенных систем, обслуживающих соленоид, в покрытии CMX имеется промежуток  $30^\circ$  по  $\phi$  (для положительных  $\eta$ ). CMX позволяет идентификацию мюонов с  $P_T > 1.4$  ГэВ/с. Слой сцинтилляционных счетчиков (CSX) расположен на поверхности CMX.

IMU детектор обеспечивает покрытие по  $\eta$  в интервале  $1.0 < |\eta| < 1.5$ . Он состоит из мюонных камер (BMU) и сцинтилляционных счетчиков (WSU, BSU, TSU). В описанных здесь измерениях массы топ-кварка информация от этого детектора не использовалась.

Детекторы мюонной системы показаны на рис. 1.12. Параметры дрейфовых трубок и сцинтилляционных счетчиков приведены в таблице 1.5.

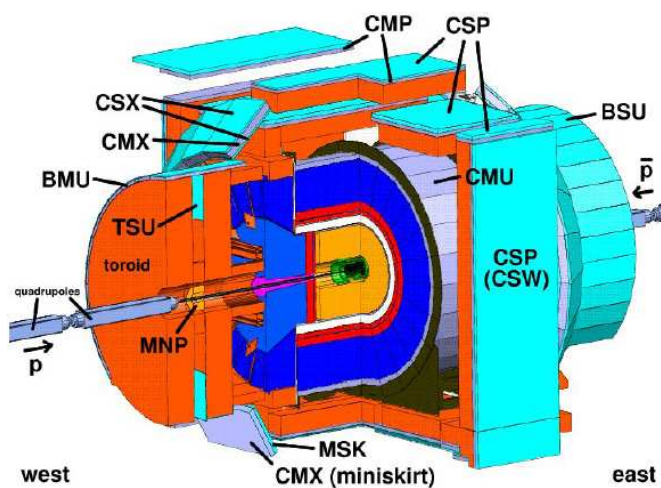


Рис. 1.12: Детекторы мюонной системы.

## Триггер и система сбора данных

Столкновения протонного и антипротонного пучков на Тэватроне происходят с частотой около 1.7 МГц. Скорость записи данных на ленты не позволяет записывать все из этих потенциальных событий и диктует необходимость отбирать наиболее интересные из них с тем, чтобы уменьшить частоту принимаемых событий до 75 Гц. Этой цели служит триггерная система. Она включает в себя три уровня отбора данных (L1, L2, L3), что дает возможность более аккуратного отбора на каждом следующем уровне. Набор требований, которым событие должно удовлетворять на уровнях L1, L2, L3, образуют триггерный

	CMU	CMP	CMX	IMU
Параметры дрейфовых трубок				
Поперечное сечение, см <sup>2</sup>	$2.68 \times 6.35$	$2.5 \times 15$	$2.5 \times 15$	$2.5 \times 8.4$
Длина, см	226	640	180	363
Максимальное время дрейфа, мкс	0.8	1.4	1.4	0.8
Параметры сцинтилляционных счетчиков				
Толщина, см		2.5	1.5	2.5
Ширина, см		30	30-40	17
Длина, см		320	180	180
Минимальный $P_T$ мюона, ГэВ/ $c$	1.4	2.2	1.4	1.4-2.0

Таблица 1.5: Параметры мюонных детекторов установки CDF.

путь.

L1-триггер был создан на основе специально разработанной электроники. Для отбора событий он использует предварительную информацию (примитивы) от COT, центральных калориметров и мюонной системы. Значительным успехом по сравнению с Run I стало включение в L1-триггер трековой информации. Это стало возможным благодаря сверхбыстрому определителю треков (XFT) [43]. XFT позволяет реконструкцию трека в поперечной плоскости с разрешением импульса  $\Delta P_T/P_T^2 < 2\%$  (для треков с  $P_T > 1.5$  ГэВ/ $c$ ).

Примитивы, доступные для L1-триггера:

- треки, восстановленные XFT;
- электроны, определенные на основе информации от XFT и отношения энергосвечения в адронной и электромагнитной частях калориметрической башни;
- фотоны, определенные на основе отношения энергосвечения в адронной и электромагнитной частях калориметрической башни и при отсутствии XFT-трека;
- адронные струи, определенные на основе энергосвечения в башне калориметра;
- мюоны, определенные на основе сигнала от мюонных камер и XFT;

- недостающая поперечная энергия  $E_T$  и общая сумма энергосвечения в калориметре. Двумерный вектор недостающей поперечной энергии определяется следующим образом:  $\vec{E}_T = -\sum_i E_T^i \vec{n}_i$ , где  $\vec{n}_i$  - это единичный вектор в азимутальной плоскости, направленный от центра координат к центру  $i$ -той башни.

L1-триггер принимает решение, основываясь на простом подсчете физических объектов (например, наличие одного электрона с энергией больше 10 ГэВ и т.д.). Здесь используется "конвейерная" обработка событий. На принятие решения для одного события (прохождение всего конвейера) отводится 5.5 мкс, что требует хранения в буфере последних 42 событий. Частота принимаемых событий после L1 становится меньше 50 кГц.

L2-триггер также создан на основе специально разработанной электроники. Здесь выполняется рудиментарная реконструкция событий и определяются более сложные объекты, такие как энергетические кластеры в башнях калориметрической системы или треки в кремниевом детекторе, соответствующие вторичным вершинам. Затем эта информация поступает на высокоскоростную РС, где принимается решение. L2-триггер является асинхронным. Среднее время принятия решения составляет около 20 мкс. Частота событий, проходящих требования L2, уменьшается до  $\sim 300$  Гц.

На L3-уровне выполняется очень качественная реконструкция событий на основе данных со всех детекторов. Для этого используется РС-ферма с числом процессоров около 300. На обработку одного события уходит около 1 секунды. Частота событий, принятых L3, составляет  $\sim 75$  Гц.

Приведенные в данной работе измерения массы топ-кварка выполнены на событиях, набранных с триггерами, требующими наличия в событии лептона с большим поперечным импульсом. Лептон предполагается произошедшим от лептонного распада  $W$ . Опишем здесь три используемых нами триггера для центральных лептонов: СЕМ-, СМUP- и СМХ-триггеры.

На уровне L1 СЕМ-триггер требует наличия в событии трека от СОТ ( $P_T > 8$  ГэВ/с), попадающего в башню СЕМ с энергосвечением  $E_T > 8$  ГэВ и отношением адронной и электромагнитной энергий  $E_{\text{had}}/E_{\text{em}} < 0.125$ . На уровне L2 выполняется поиск кластеров в калориметре и требуется наличие кластера с  $E_T > 16$  ГэВ, в который попадает трек с  $P_T > 8$  ГэВ/с. На уровне



L3 требуется, чтобы определенная после реконструкции энергия электрона удовлетворяла условию  $E_T > 18$  ГэВ и соответствующий ему трек имел бы  $P_T > 9$  ГэВ/с. На уровнях L2 и L3 также требуется  $E_{\text{had}}/E_{\text{em}} < 0.125$ .

На уровне L1 CMUP-триггер требует наличия трека от COT с  $P_T > 4$  ГэВ/с, соотносящегося с трековым сегментом в СМУ. Дополнительно для данного трекового сегмента требуется наличие соответствующих ему сигналов в СМР. Никаких дополнительных требований не налагается на уровне L2, а на уровне L3 требуется реконструированный трек с  $P_T > 4$  ГэВ/с, совместимый с трековыми сегментами в СМУ и СМР. СМХ-триггер работает аналогичным образом, но здесь используются трековые сегменты от СМХ.

Также использовался триггер для торцевых электронов (МЕТРЕМ). Покрытие трековой системы не позволяет использовать здесь ее информацию. Вместо этого используется информация о недостающей поперечной энергии в событии. На уровне L1 МЕТРЕМ-триггер требует наличия башни в РЕМ с энергосвечением  $E_T > 10$  ГэВ. Если  $E_T < 14$  ГэВ, то дополнительно требуется  $E_{\text{had}}/E_{\text{em}} < 0.125$ . Также требуется  $\cancel{E}_T > 15$  ГэВ. На уровне L2 проверяется наличие изолированного кластера в РЕМ с  $E_T > 20$  ГэВ и  $E_{\text{had}}/E_{\text{em}} < 0.125$ . Кластер считается изолированным, если полная поперечная энергия, выделенная в калориметре в конусе радиуса  $R=0.4$  ( $R=\sqrt{\eta^2 + \phi^2}$ ) вокруг кластера, менее  $0.1 \times E_T$ . На уровне L3 требуется наличие изолированного кластера с  $E_T > 20$  ГэВ и  $E_{\text{had}}/E_{\text{em}} < 0.075$ .  $\cancel{E}_T$  должна быть более 15 ГэВ.

## Глава 2

# Реконструкция и отбор событий

### 2.1 Реконструкция событий и моделирование

Информация, записанная на ленты после триггерного отбора, еще не подготовлена для физического анализа. Она должна быть расшифрована: сигналы от детекторов переводятся с помощью калибровок в физические величины, восстанавливаются треки, определяются кластеры энергии в калориметрах и т.д. Все эти операции выполняются на следующем этапе эксперимента, который часто называют *offline* обработкой (предварительной обработкой). В данном разделе мы кратко опишем основные применяемые алгоритмы. Кроме этого мы коснемся моделирования, еще одного важного этапа в любом современном эксперименте.

#### 2.1.1 Калибровки

Некоторые предварительные калибровки детекторов проводятся во время набора данных и используются при анализе события триггерной системой. Но конечные калибровки выполняются только на этапе *offline* обработки.

Для примера рассмотрим калибровку калориметрической системы. Она необходима для выравнивания откликов различных частей калориметра. Калибровка электромагнитных калориметров выполняется на электронах путем сравнения энергосодержания в них с импульсом, оцененным по кривизне трека. Адронные калориметры калибруются по отклику от проходящих мюонов.

Калибровки определяются заново для каждые  $200 \text{ пб}^{-1}$  накопленных данных. Эта процедура проходит в несколько этапов. В начале выполняются

калибровки SVX и COT. На следующем этапе, используя информацию о треках, определяются параметры пучка. Знание этих параметров позволяет точнее определить положение точки  $p\bar{p}$ -взаимодействия. После этой процедуры проводятся калибровки всех остальных детекторов. На заключительном этапе полученные калибровки тестируются и заносятся в базу данных.

### 2.1.2 Реконструкция треков

Реконструкция треков начинается с COT. Прежде всего определяются трековые сегменты для каждого слоя дрейфовой камеры. Затем сегменты "сшиваются" вместе, чтобы сформировать трек. Трековая эффективность для лептона с большим поперечным импульсом составляет 98.3% при разрешении для поперечного импульса  $\sigma(P_T)/P_T = 0.15\% \times P_T$  [ГэВ/c].

На следующем этапе треки от COT экстраполируются в область кремниевого детектора. В каждом слое кремниевого детектора ищутся сигналы, совместимые с найденным в COT треком. Использование этой информации улучшает разрешение импульса примерно в два раза и, что более важно, пространственное разрешение для треков, которое существенно при реконструкции вершины взаимодействия. Разрешение по прицельному параметру составляет около 40 мкм. При этом данное разрешение включает в себя неопределенность из-за ширины пучка ( $\sim 30$  мкм).

### 2.1.3 Кластеризация

Поиск в калориметре кластеров энергии проходит в несколько этапов. Вначале определяются кластеры в электромагнитном калориметре, связанные с электронами. Электроны высвобождают энергию в небольшом регионе, поэтому здесь достаточно сформировать кластеры из двух башен калориметра. Позиция электромагнитного ливня определяется в детекторе максимального развития ливня (CES или PES). Например, в случае CES определяются кластеры, состоящие из девяти стрипов и девяти проволочек. Позиция извлекается из фита формы кластера функцией, описывающей поперечный профиль электромагнитного ливня.

Затем выполняется поиск кластеров, вызванных в калориметре адронны-

ми струями. Для этого используется алгоритм JETCLU [44]. Параметром поиска является конический радиус ( $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$ ). Для измерений, описанных в данной работе, использовался  $\Delta R = 0.4$ . На первом этапе поиска находятся "зерна" кластеризации, которые определяются как башни калориметра с энерговывделением  $E_T > 1$  ГэВ. Поиск начинается от зерна с самым большим энерговывделением. Все зерна, попадающие в ячейки структуры  $7 \times 7$  вокруг него, группируются в кластер и вычисляется центроид кластера. Зерна не могут принадлежать более чем одному кластеру. На следующем этапе все башни с энерговывделением  $E_T > 0.1$  ГэВ внутри конуса  $\Delta R < 0.4$ , отсчитываемого от центроида, добавляются к кластеру и центроид пересчитывается. Данная процедура повторяется несколько раз, и в конце определяется окончательное разбиение так, чтобы одна башня не принадлежала более чем одному кластеру.

#### 2.1.4 Моделирование

Как правило, получаемая экспериментально информация (например, распределение по какой-либо величине) заключает в себе не только искомую физику, но и информацию о других физических процессах. В добавок ко всему данная информация может быть трансформирована влиянием детектора. Различные факторы препятствуют прямому анализу полученных данных (фон, аксептанс детектора и т.д.). Таким образом, интерпретировать эксперимент можно только сравнивая его с неким ожидаемым результатом. Практически всегда ожидаемый результат нельзя получить аналитически ввиду сложности исследуемых процессов и детектирующей установки, и для его получения используется моделирование. Измерение массы топ-кварка невозможно без моделирования сигнальных и фоновых процессов, а также детального моделирования работы экспериментальной установки.

В описанных здесь работах использовались созданные коллаборацией CDF наборы симулированных событий для сигнальных и фоновых процессов. При их получении после генерации исходных процессов моделировались отклики детекторов установки CDF. Последующая обработка этой информации проводилась по тем же алгоритмам, что и для экспериментальных данных.

Использовались такие генераторы событий как HERWIG [45], Pythia [46] и Alpgen [47]. Моделирование установки проводилось с помощью программного пакета GEANT [48].

## **2.2 Дилептонная и лептон-трек выборки событий**

### **2.2.1 Методы отбора**

В данном разделе описываются два различных метода отбора событий, которые использовались в приводимых здесь работах по измерению массы топ-кварка. Первый из них, дилептонный отбор (DIL) [49], можно назвать традиционным. Аналогичный метод использовался еще для измерений в Run I [50]. Его отличительной чертой является требование, чтобы оба лептонных кандидата были бы четко идентифицированы как электрон или мюон. Вторым методом, лептон-трек отбор (LTRK) [49], требует присутствия в событии только одного хорошо идентифицированного лептона (электрона или мюона) и также наличия изолированного трека с большим поперечным импульсом, который принимается за второй лептон. Такой подход увеличивает число сигнальных событий в экспериментальной выборке за счет событий, когда лептон попадает в щель между калориметрами (или в мюонном детекторе). Но с другой стороны это оборачивается большим фоном. Дилептонная и лептон-трек выборки перекрываются только частично (см. рис. 2.1). Около 50% от всех событий входят одновременно в обе выборки. Таким образом, результаты, полученные на DIL- и LTRK-выборках, можно считать взаимно дополняющими друг друга.

Оба метода отбора требуют нахождения в событии двух лептонов с противоположными зарядами. Один из них должен быть "основным", т.е. быть идентифицированным по жестким критериям, в то время как второй лептон является "дополнительным", т.е. идентифицируется по ослабленным критериям. Требования для основных лептонов идентичны в обоих методах, но различаются для дополнительных лептонов. Основной лептон обязан иметь трек, определенный по достаточному числу точек от СОТ и кремниевого детектора. При определении трека учитывается также положение реконструи-

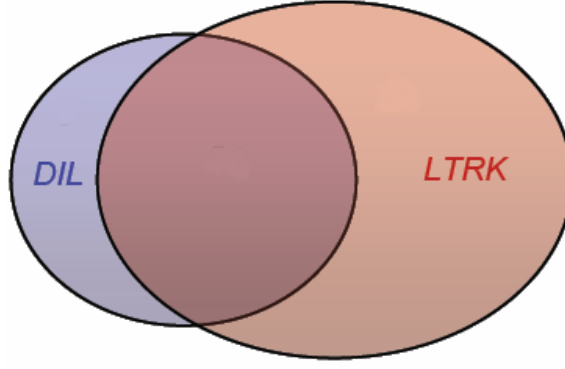


Рис. 2.1: Иллюстрация перекрытия между DIL и LTRK экспериментальными выборками.

рованной вершины взаимодействия. Для основного лептона требуется  $E_T > 20$  ГэВ. Также основной лептон должен быть изолированным. Это требование подразумевает, что общая поперечная энергия в калориметре, заключенная в конусе  $\Delta R = 0.4$  вокруг трека лептона, не превышала бы более чем на 10% поперечную энергию лептона. Основные электроны проверяются на совместимость продольного и поперечного профилей электромагнитного ливня с ожидаемыми профилями для электронов. Для основных мюонов должен быть найден соответствующий им трековый сегмент в мюонных камерах, а также их отклик в калориметре должен соответствовать отклику от минимально ионизирующей частицы.

Дополнительные лептоны в DIL-отборе также представляют собой идентифицированные электроны или мюоны с  $E_T > 20$  ГэВ. В целом можно сказать, что к ним применяются такие же критерии идентификации что и к основным лептонам, но при этом требование изолированности убирается. Дополнительные электроны определяются только для центральной части калориметра. Для дополнительных мюонов ослаблены требования по числу точек в мюонных камерах. Дополнительные лептоны в LTRK-методе определяются просто как хорошо измеренный и изолированный трек с  $|\eta| < 1$  и  $P_T > 20$  ГэВ/с. Трек считается изолированным, если сумма поперечных импульсов соседних треков (которые попадают в конус  $\Delta R = 0.4$  вокруг данного трека) не превышает 10% от  $P_T$  трека.

По крайней мере две адронные струи должны присутствовать в событии. Для их определения ищутся кластеры энерговыделений в калориметре (см.

раздел 2.1.3). Измеренная поперечная энергия струи корректируется поправками для эффектов неоднородности в отклике калориметра, для множественности  $p\bar{p}$ -взаимодействий в событии, для адронной шкалы энергий калориметра [51]. Применяются следующие критерии для адронной струи:  $|\eta| < 2.5$  и  $E_T > 15$  ГэВ (DIL-отбор) или  $|\eta| < 2.0$  и  $E_T > 20$  ГэВ (LTRK-отбор).

Еще один критерий отбора, обусловленный сигнатурой дилептонных событий, требует наличия существенной недостающей поперечной энергии  $\cancel{E}_T$  в калориметре. Оба отбора применяют требование  $\cancel{E}_T > 25$  ГэВ. Исходное значение недостающей поперечной энергии считается на этапе offline обработки с учетом энерговыделений в калориметре (в области  $|\eta| < 3.6$ ) и с учетом положения вершины взаимодействия. Двумерный вектор недостающей поперечной энергии определяется следующим образом:  $\vec{\cancel{E}}_T = -\sum_i E_T^i \vec{n}_i$ , где  $\vec{n}_i$  - это единичный вектор в азимутальной плоскости, направленный от вершины взаимодействия к центру  $i$ -той башни. На этапе отбора данная величина уточняется с учетом импульсов найденных в событии мюонов. Еще одна коррекция для  $\cancel{E}_T$  используется, чтобы учесть неоднородный отклик калориметра для адронных струй.

Неоправданно большое  $\cancel{E}_T$  может возникнуть при недооценке (или переоценке) энергии адронной струи или лептона. Чтобы уменьшить фон от таких событий, оба метода применяют условия отбора, требующие разделения по азимутальному углу между направлениями струй (или лептонов) и направлением  $\vec{\cancel{E}}_T$ . В DIL-отборе при  $\cancel{E}_T < 50$  ГэВ требуется, чтобы для всех струй или лептонов  $\Delta\phi > 20^\circ$ , где  $\Delta\phi$  - минимальный азимутальный угол между направлением (или обратным направлением) объекта и  $\vec{\cancel{E}}_T$ . В LTRK-методе  $\Delta\phi > 5^\circ$  для лептонов. Также, если  $\cancel{E}_T < 50$  ГэВ, используется условие  $\Delta\phi > 25^\circ$  для адронных струй.

Один из основных вкладов в фон дают процессы Дрелл-Яна ( $q\bar{q} \rightarrow Z/\gamma^* \rightarrow e\bar{e}, \mu\bar{\mu}$ ). Такие события не имеют нейтрино в конечном состоянии, т.е. они могут пройти отбор по  $\cancel{E}_T$  только при недооценке (или переоценке) энергии адронной струи или лептона. Поэтому для уменьшения такого фона применялись дополнительные условия для событий, в которых значение инвариантной массы двух лептонов близко к массе  $Z$ -бозона, а именно, оно находится внутри интервала  $[76, 106]$  ГэВ/ $c^2$ . DIL-метод требует, чтобы значение

величины  $JetSign$  для таких событий было бы больше 8. Данная величина определяется следующим образом:

$$JetSign = \frac{E_T}{\sqrt{\sum_j \vec{E}_T^j \cdot \frac{\vec{E}_T}{E_T}}}. \quad (2.1)$$

Здесь суммирование проводится по струям, направленным в переднюю полу-сферу от  $\vec{E}_T$ . В отличие от DIL-метода лептон-трек отбор просто ужесточает требование по  $E_T$  для таких событий:  $E_T > 40$  ГэВ.

DIL-метод дополнительно требует, чтобы величина  $H_T$ , равная скалярной сумме  $P_T$  лептонов,  $E_T$  адронных струй и  $E_T$ , была бы больше 200 ГэВ.

### 2.2.2 Состав выборок

Полученные с помощью критериев отбора дилептонная и лептон-трек выборки содержат не только сигнальные, но и фоновые события. Основные фоновые процессы, которые необходимо учитывать при получении физических результатов на этих выборках, - это процессы Дрелл-Яна ( $q\bar{q} \rightarrow Z/\gamma^* \rightarrow e\bar{e}, \mu\bar{\mu}, \tau\bar{\tau}$ ), "ложные" события, а также дибозонное рождение ( $WW, WZ, ZZ$ ). Кратко охарактеризуем эти процессы:

- Для прохождения критериев отбора в событиях типа  $q\bar{q} \rightarrow Z/\gamma^* \rightarrow e\bar{e}(\mu\bar{\mu})$  должны дополнительно рождаться несколько партонов, которые бы регистрировались как струи. Данные события не имеют "физической"  $E_T$ , так что большое  $E_T$  в событии может возникнуть только при недооценке (или переоценке) энергии адронной струи или лептона. Не смотря на то, что применяются специальные обрезания для подавления таких событий, этот фон является одним из преобладающих из-за большого сечения процесса.
- События  $q\bar{q} \rightarrow Z/\gamma^* \rightarrow \tau\bar{\tau}$  с одновременным рождением нескольких партонов могут проходить отбор при лептонном распаде обоих  $\tau$ . Вклад этого процесса сильно уменьшается из-за небольшой вероятности распада  $\tau$  на  $e$  или  $\mu$ , но с другой стороны из-за присутствия нейтрино в конечном состоянии этот процесс не подавляется так эффективно обрезаниями по  $E_T$  или другими специальными обрезаниями.



- Наиболее характерный физический процесс, который может приводить к "ложному" событию, - это рождение  $W$ -бозона с тремя (или более) партонами и с последующим лептонным распадом  $W$ . Возможно прохождение таким событием критериев отбора в случае ошибочной идентификации в качестве лептона одной из струй.
- Процессы рождения двух бозонов ( $WW, WZ, ZZ$ ) совместно с несколькими партонами могут имитировать сигнатуру сигнальных событий в случае лептонного распада одного (или обоих) бозонов.

Сравнение дилептонной и лептон-трек выборок при накопленных данных, соответствующих интегральной светимости  $\sim 350 \text{ пб}^{-1}$ , представлено в таблице 2.1 [49]. Как можно видеть, интегральная светимость для LTRK-выборки на 6% больше чем для DIL. Это связано с тем, что для LTRK-селекции возможен прием  $e\mu$  дилептонных событий при неработающей мюонной системе. DIL- и LTRK-выборки совместно включают в себя 55 событий, из которых 24 события входят одновременно в обе выборки, что соответствует перекрытию 44%.

	DIL	LTRK
Интегральная светимость	340 $\text{пб}^{-1}$	360 $\text{пб}^{-1}$
$t\bar{t}$	$15.7 \pm 1.3$	$19.4 \pm 1.4$
$q\bar{q} \rightarrow Z/\gamma^* \rightarrow l^+l^-$	$5.5 \pm 1.2$	$8.7 \pm 3.3$
"Ложные" события	$3.5 \pm 1.4$	$4.0 \pm 1.2$
Дибозоны	$1.6 \pm 0.3$	$2.0 \pm 0.4$
Суммарный фон	$10.5 \pm 1.9$	$14.7 \pm 3.6$
Ожидаемое число событий	$26.2 \pm 2.3$	$34.1 \pm 3.9$
Наблюдаемое число событий	33	46

Таблица 2.1: Интегральная светимость, ожидаемое содержание сигнальных и фоновых событий, наблюдаемое число событий для дилептонной и лептон-трек выборок. Ожидаемое число сигнальных событий получено в предположении сечения рождения  $t\bar{t}$ -пары равным 6.1 пб и массы топ-кварка равной 178 ГэВ/ $c^2$ .

## 2.3 Выводы к главе 2

При измерении массы топ-кварка отбор событий относится к важному начальному этапу измерения. Диссертантом было создано программное обеспечение, позволяющее проводить дилептонную селекцию. Используя его, он провел отбор как данных, так и моделированных событий. В процессе отбора идентифицировались такие объекты в событиях как электроны, мюоны, адронные струи, вычислялась недостающая поперечная энергия  $E_T$ . Данная информация сохранялась и использовалась как вводная при процедуре кинематического фита, который проводился на следующем этапе измерения.

## Глава 3

# Измерение массы топ-кварка РН-методом на дилептонной выборке событий и объединение результатов от разных методов

Исследование свойств топ-кварка при его парном рождении в адронных столкновениях характеризуется недостатком экспериментальной информации для однозначной реконструкции события. В настоящее время в экспериментах CDF и DØ используются несколько методик, которые позволяют решать данную трудность для физических измерений [52]. Можно выделить группу методов, в которых при использовании некоторых дополнительных предположений проводится кинематическая реконструкция событий с целью получения переменной (оценочной переменной или эстиматора), имеющей наибольшую корреляцию с измеряемой величиной. Само измерение выполняется с использованием метода шаблонов (МШ). На основе смулированных событий получают функции, описывающие плотность вероятности для используемой оценочной переменной при различных значениях измеряемой величины в сигнальных событиях. Аналогично определяется функция плотности вероятности для фоновых событий. Значение измеренной величины соответствует максимуму функции правдоподобия, описывающей вероятность наблюдения экспериментальной выборки на основе полученных функций.

Кинематическая реконструкция дилептонных событий дополнительно затруднена тем обстоятельством, что здесь из-за наличия в конечном состоянии

двух нейтрино число переменных превышает на единицу число связей. Существование для дилептонного канала нескольких эффективных методик измерения массы топ-кварка на основе МШ обусловлено разнообразием подходов, позволяющих обойти данную трудность. Можно сказать, что все они проводят интегрирование по одной или нескольким неопределенным кинематическим переменным. Самое главное отличие методик обусловлено различным выбором данных переменных.

Для измерения массы топ-кварка на дилептонной выборке нами использовался РНІ-метод (Neutrino  $\phi$  Weighting Method) [1, 2, 49, 53, 54]. Он был впервые предложен в Run I [55]. В качестве двух кинематических переменных, по которым ведется интегрирование, здесь используются азимутальные углы направлений вылета нейтрино. Для измерений в Run II в РНІ-метод были внесены некоторые изменения. Главное изменение в методике затронуло вид используемой функции правдоподобия и способ построения оценочной переменной. Данная глава начинается с описания РНІ-метода. Материалы измерения массы топ-кварка на дилептонной выборке приведены после описания методики. В следующем разделе главы даются краткие описания других существующих методик, сравнение методов между собой, их результаты и общая оценка массы топ-кварка, полученная объединением данных результатов. В конце главы проводится обсуждение полученных результатов.

## 3.1 Методика измерения: РНІ-метод

### 3.1.1 Используемые при кинематическом фите информация о событии и основные предположения

При реконструкции событий с дилептонной сигнатурой мы предполагаем процесс, в котором  $t$ - и  $\bar{t}$ -кварки имеют похожие цепочки распадов:

$$t\bar{t} \longrightarrow W^+b + W^-\bar{b} \longrightarrow l^+\nu b + l'^-\bar{\nu}'\bar{b}. \quad (3.1)$$

Здесь символ  $l$  соответствует электрону или мюону:  $l = e, \mu$ . В таких событиях должны наблюдаться два лептона (электрона или мюона) с большим значением поперечной энергии и разными зарядами. Также должны быть зарегистрированы две или более адронных струи. Из-за наличия двух нейтрино

в событии наблюдается недостающая поперечная энергия.

Для анализа доступны направления и величины энергий (импульсов) лептонов и струй. Возможно определить двухмерный вектор внекластерной энергии  $(UE^x, UE^y)$ :

$$\begin{aligned} UE^x &\equiv \sum_i E_i \cdot \sin(\theta_i) \cdot \cos(\phi_i) \\ UE^y &\equiv \sum_i E_i \cdot \sin(\theta_i) \cdot \sin(\phi_i). \end{aligned} \quad (3.2)$$

Здесь суммирование проводится по сегментам калориметра, энергосодержание в которых не связано с идентифицированными в событии лептонами и струями. Запишем вектор недостающей поперечной энергии  $(\not{E}_T^x, \not{E}_T^y)$  следующим образом:

$$\begin{aligned} \not{E}_T^x &\equiv - \sum_l E_l^x - \sum_j E_j^x - UE^x \\ \not{E}_T^y &\equiv - \sum_l E_l^y - \sum_j E_j^y - UE^y. \end{aligned} \quad (3.3)$$

Индекс  $l$  соответствует лептонам в событии, индекс  $j$  для струй.

Дополнительно при реконструкции событий мы предполагаем, что две струи с наибольшими  $E_T$  соответствуют  $b$ -кваркам от распадов  $t$ - и  $\bar{t}$ -кварков. При этом мы должны брать в расчет оба варианта соотношения  $b$ -кварков и наблюдаемых струй. Отметим, что около 68% всех  $t\bar{t}$ -событий (при  $M_t=175$  ГэВ/ $c^2$ ), прошедших дилептонный отбор, удовлетворяют гипотезе (3.1) и данному предположению.

Из-за наличия двух нейтрино число переменных превышает на единицу число связей. Необходимы 24 переменных (4-х импульсы 6-ти частиц в конечном состоянии), чтобы полностью определить кинематику  $t\bar{t}$ -события. В эксперименте измеряются 12 величин (импульсы лептонов и  $b$ -кварков). Знание масс лептонов и  $b$ -кварков и нулевая масса покоя нейтрино определяют 6 связей. Закон сохранения импульса для  $x$  и  $y$  направлений дает еще 2 соотношения. Дополнительно 3 предположения о  $t\bar{t}$ - и  $W$ -распадах увеличивают число связей до 23-х:

$$\begin{aligned} m(bl^+\nu) &= m(\bar{b}l^-\bar{\nu}) \\ m(l^+\nu) &= m(W^+) \\ m(l^-\bar{\nu}) &= m(W^-). \end{aligned} \quad (3.4)$$

Чтобы сделать возможным фит, нам нужно определить еще как минимум две переменные. Для этого фиксируются значения  $\phi^{\nu_1}$  и  $\phi^{\nu_2}$ . Таким образом, мы уже не можем довольствоваться одним результатом минимизации. Множество возможных значений  $(\phi^{\nu_1}, \phi^{\nu_2})$  определяет множество возможных минимумов (конфигураций), которые нужно брать в расчет. Дополнительную информацию представляет собой значение  $\chi^2$  для конфигурации. Это значение определяет ее правдоподобность и используется для задания веса.

### 3.1.2 Определение $\chi^2$

В используемом  $\chi^2$  можно выделить две части:

$$\chi^2 = \chi_{\text{res}}^2 + \chi_{\text{constr}}^2. \quad (3.5)$$

Первый член связан с экспериментальной информацией:

$$\chi_{\text{res}}^2 = \sum_{l=1}^2 \frac{(P_T^l - \widetilde{P}_T^l)^2}{\sigma_{P_T}^l{}^2} + \sum_{j=1}^2 \frac{(P_T^j - \widetilde{P}_T^j)^2}{\sigma_{P_T}^j{}^2} + \sum_{i=x,y} \frac{(UE^i - \widetilde{UE}^i)^2}{\sigma_{UE}^i{}^2}. \quad (3.6)$$

Здесь первая сумма по лептонам в событии, вторая по двум струям с наибольшими  $E_T$ . Третья сумма означает суммирование по  $x$  и  $y$  составляющим.  $\sigma_{P_T}^l$ ,  $\sigma_{P_T}^j$  и  $\sigma_{UE}^i$  задают точности измерений. Знаком тильда отмечены измеренные величины. Заметим, что если событие имеет более двух струй, то энерговоделение от струй, не вошедших во вторую сумму, учитывается при расчете внекластерной энергии.

Связи (3.4) принимаются во внимание в  $\chi_{\text{constr}}^2$ :

$$\chi_{\text{constr}}^2 = \frac{(m_{l_1\nu_1} - M_W)^2}{\Gamma_W^2} + \frac{(m_{l_2\nu_2} - M_W)^2}{\Gamma_W^2} + \frac{(m_{j_1l_1\nu_1} - m_t)^2}{\Gamma_t^2} + \frac{(m_{j_2l_2\nu_2} - m_t)^2}{\Gamma_t^2}. \quad (3.7)$$

Здесь  $M_W$  равно массе  $W$ -бозона. Константы  $\Gamma_W$  и  $\Gamma_t$  учитывают ширины распадов  $W$  и топ-кварка. Переменная  $m_t$  соотносится с массой топ-кварка.

При минимизации  $\chi^2$  варьируются следующие переменные:  $m_t$ ,  $p_z^{\nu_1}$ ,  $p_z^{\nu_2}$ ,  $P_T^{l_1}$ ,  $P_T^{l_2}$ ,  $P_T^{j_1}$ ,  $P_T^{j_2}$ ,  $UE^x$ ,  $UE^y$ . Как легко видеть, три первые переменные являются свободными параметрами, в то время как остальные ограничены связями в  $\chi_{\text{res}}^2$ . Направления вылета лептонов и  $b$ -кварков принимаются равными измеренным и не варьируются.

Для вычисления поперечных импульсов нейтрино используется следующая система линейных уравнений:

$$\begin{cases} P_T^{\nu_1} \cdot \cos(\phi^{\nu_1}) + P_T^{\nu_2} \cdot \cos(\phi^{\nu_2}) = \cancel{E}_T^x \\ P_T^{\nu_1} \cdot \sin(\phi^{\nu_1}) + P_T^{\nu_2} \cdot \sin(\phi^{\nu_2}) = \cancel{E}_T^y. \end{cases} \quad (3.8)$$

Решая ее, получаем:

$$\begin{aligned} p_x^{\nu_1} &\equiv P_T^{\nu_1} \cdot \cos(\phi^{\nu_1}) = \frac{\cancel{E}_T^x \cdot \sin(\phi^{\nu_2}) - \cancel{E}_T^y \cdot \cos(\phi^{\nu_2})}{\sin(\phi^{\nu_2} - \phi^{\nu_1})} \cdot \cos(\phi^{\nu_1}) \\ p_y^{\nu_1} &\equiv P_T^{\nu_1} \cdot \sin(\phi^{\nu_1}) = \frac{\cancel{E}_T^x \cdot \sin(\phi^{\nu_2}) - \cancel{E}_T^y \cdot \cos(\phi^{\nu_2})}{\sin(\phi^{\nu_2} - \phi^{\nu_1})} \cdot \sin(\phi^{\nu_1}) \\ p_x^{\nu_2} &\equiv P_T^{\nu_2} \cdot \cos(\phi^{\nu_2}) = \frac{\cancel{E}_T^x \cdot \sin(\phi^{\nu_1}) - \cancel{E}_T^y \cdot \cos(\phi^{\nu_1})}{\sin(\phi^{\nu_1} - \phi^{\nu_2})} \cdot \cos(\phi^{\nu_2}) \\ p_y^{\nu_2} &\equiv P_T^{\nu_2} \cdot \sin(\phi^{\nu_2}) = \frac{\cancel{E}_T^x \cdot \sin(\phi^{\nu_1}) - \cancel{E}_T^y \cdot \cos(\phi^{\nu_1})}{\sin(\phi^{\nu_1} - \phi^{\nu_2})} \cdot \sin(\phi^{\nu_2}). \end{aligned} \quad (3.9)$$

Решений системы (3.8) не существует при  $\phi^{\nu_1} - \phi^{\nu_2} = k \cdot \pi$ , где  $k$  — целое число.

Для минимизации нами используется пакет программ MINUIT [56]. Заметим, что как следствие особенностей кинематики  $W \rightarrow l\nu$  распада  $\chi^2$  может иметь до 4-х минимумов. Для их нахождения мы выполняем минимизацию 4 раза при различных начальных значениях  $p_z^{\nu_1}$  и  $p_z^{\nu_2}$ .<sup>1</sup> Таким образом, с учетом двух возможных соотношений наблюдаемых струй и  $b$ -кварков мы получаем 8 конфигураций для отдельной точки на  $(\phi^{\nu_1}, \phi^{\nu_2})$  плоскости.

### 3.1.3 Нахождение множества конфигураций на $(\phi^{\nu_1}, \phi^{\nu_2})$ плоскости

Как легко видеть, решения (3.9) обладают симметрией при повороте по углу  $\phi^{\nu_1}$  (или  $\phi^{\nu_2}$ ) на  $\pi$ :

$$\phi^{\nu_1(\nu_2)} = \phi^{\nu_1(\nu_2)} + \pi \implies p_{x,y}^{\nu_1(\nu_2)} = p_{x,y}^{\nu_1(\nu_2)} \text{ и } P_T^{\nu_1(\nu_2)} = -P_T^{\nu_1(\nu_2)}. \quad (3.10)$$

Для 4-х точек  $(\phi^{\nu_1}, \phi^{\nu_2})$ ,  $(\phi^{\nu_1} + \pi, \phi^{\nu_2})$ ,  $(\phi^{\nu_1}, \phi^{\nu_2} + \pi)$ ,  $(\phi^{\nu_1} + \pi, \phi^{\nu_2} + \pi)$  результаты минимизации  $\chi^2$  (3.5) будут одинаковы. Из (3.10) следует, что  $P_T^{\nu_1}$

---

<sup>1</sup>Значения, с которых программа начинает поиск минимума (3.5), задаются следующим образом. Для переменных  $P_T^{l_1}$ ,  $P_T^{l_2}$ ,  $P_T^{j_1}$ ,  $P_T^{j_2}$ ,  $UE^x$ ,  $UE^y$  они выставляются равными измеренным в эксперименте величинам. Требование  $m(l\nu) = M_W$  приводит к квадратному уравнению для  $p_z^\nu$ . Решая его для двух лептон-нейтрино пар, мы получаем по 2 варианта начальных значений для каждой из  $p_z^{\nu_1}$  и  $p_z^{\nu_2}$  переменных. Для  $m_t$  берется значение 175 ГэВ/ $c^2$  как середина интервала масс, для которого мы определяем и испытываем процедуру измерения.

и  $P_T^{\nu_2}$  принимают одновременно положительные значения только в одной из этих точек. Для остальных трех точек полученные конфигурации не имеют физического смысла.

Отсюда следует, что достаточно определить множество конфигураций для квадранта ( $0 < \phi^{\nu_1} < \pi, 0 < \phi^{\nu_2} < \pi$ ). Для этого квадрант разбивается на  $12 \times 12$  частей. В каждой части определяется точка, на которой и выполняется минимизация. Таким образом, всего мы получаем 1152 конфигурации  $\mathbf{C}_{ijk}$  и соответствующих им  $\chi_{ijk}^2$  ( $i = 1, 12; j = 1, 12; k = 1, 8$ ). Здесь  $\mathbf{C}$  определяется как 9-компонентный вектор:

$$\mathbf{C} \equiv (m_t, p_z^{\nu_1}, p_z^{\nu_2}, P_T^{l_1}, P_T^{l_2}, P_T^{j_1}, P_T^{j_2}, UE^x, UE^y). \quad (3.11)$$

Для каждой точки мы выбираем  $\mathbf{C}$  с наименьшим  $\chi^2$ . Т.е. для дальнейшего анализа берутся 144 конфигурации  $\mathbf{C}_{ij}$  и соответствующих  $\chi_{ij}^2$  ( $i = 1, 12; j = 1, 12$ ).

### 3.1.4 Вес конфигураций и определение оценочной переменной для $M_t$

Каждой из 144 конфигураций присваивается вес согласно ее  $\chi^2$ :

$$w_{ij} \sim \exp(-\chi_{ij}^2/2). \quad (3.12)$$

При вычислении весов дополнительно требуется, чтобы сумма весов всех конфигураций была равна 1:  $\sum_{ij} w_{ij} = 1$ . Для вычисления оценочной переменной мы будем использовать массы  $m_t^{ij}$ . Возможно переопределить вес для  $m_t^{ij}$ , учитывая насколько данная масса соответствует наиболее вероятному в событии значению :

$$w'_{ij} = \begin{cases} 0 & \mathcal{W}(m_t^{ij}) < \text{DL} \\ w_{ij} & \mathcal{W}(m_t^{ij}) > \text{DL}. \end{cases} \quad (3.13)$$

Здесь  $\mathcal{W}(m_t^{ij})$  — суммарный вес масс для бина, в который попадает  $m_t^{ij}$  (см. рис. 3.1). Уровень дискриминации DL равен 30% от максимального значения  $\mathcal{W}(m_t^{ij})$ . Наши тесты на симулированных событиях показали, что такой выбор DL наиболее оптимален по отношению к ожидаемой статистической ошибке. На рис. 3.2 показана ожидаемая статистическая ошибка измерения в зависимости от выбора значения DL при предполагаемой массе



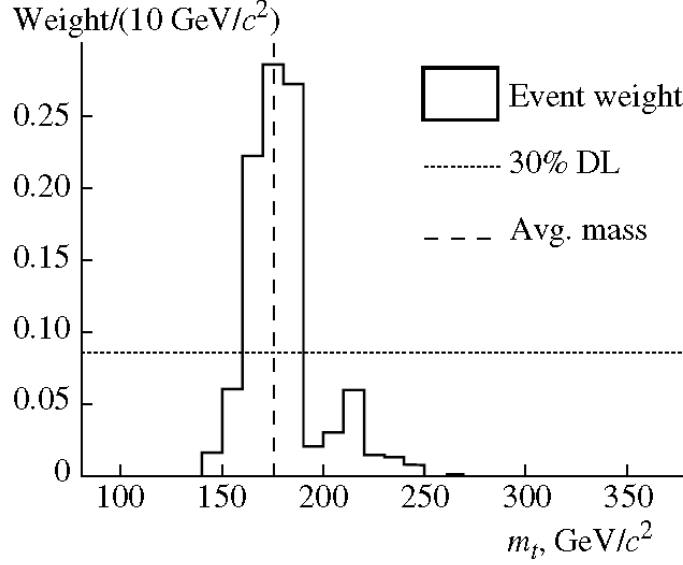


Рис. 3.1: Пример распределения масс  $m_t^{ij}$  с учетом весов (3.12) для отдельного  $t\bar{t}$ -события.

топ-кварка 175 ГэВ/ $c^2$ . Показано, что наиболее оптимальным будет выбор  $DL = 0.3 \cdot \max(\mathcal{W}(m_t^{ij}))$ . Также было установлено, что данный выбор DL является оптимальным для широкого интервала масс топ-кварка.

Оценочная переменная  $m_{\text{rec}}$  определяется как среднее взвешенное полученных масс:

$$m_{\text{rec}} = \frac{\sum_{ij} w'_{ij} \cdot m_t^{ij}}{\sum_{ij} w'_{ij}}. \quad (3.14)$$

### 3.1.5 Определение функции правдоподобия

Пусть  $f_s(m_{\text{rec}}|M_t, \alpha)$  — функция плотности вероятности для переменной  $m_{\text{rec}}$  в  $t\bar{t}$ -событиях при массе топ-кварка  $M_t$ . Вектор  $\alpha$  есть набор параметров, которые задают  $f_s$ . Аналогично,  $f_b(m_{\text{rec}}|\beta)$  есть функция плотности вероятности для фоновых событий, определяемая набором параметров  $\beta$ . Используя симулированные данные, мы можем оценить значения наших параметров  $\alpha_0$ ,  $\beta_0$  вместе с их ковариантными матрицами  $U$  и  $V$ . Задав их, возможно определить функцию правдоподобия  $\mathcal{L}(M_t, n_s, n_b, \alpha, \beta)$  следующим образом:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{shape}} \cdot \mathcal{L}_{\text{backgr}} \cdot \mathcal{L}_{\text{param}}, \quad (3.15)$$

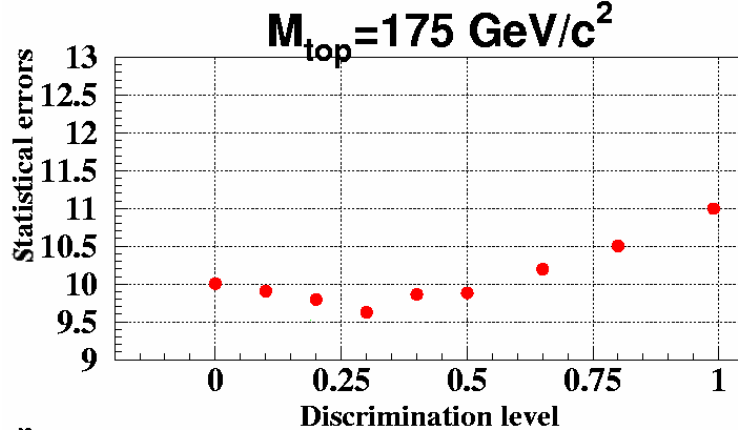


Рис. 3.2: Ожидаемая статистическая ошибка измерения в зависимости от выбора значения относительного уровня дискриминации  $DL/\max(\mathcal{W}(m_t^{ij}))$ . Данная зависимость получена на моделированных событиях в предположении, что масса топ-кварка равна 175 ГэВ/ $c^2$ .

$$\mathcal{L}_{\text{shape}} = \frac{e^{-(n_s+n_b)} \cdot (n_s + n_b)^N}{N!} \cdot \prod_{n=1}^N \frac{n_s \cdot f_s(m_{\text{rec}}^n | M_t, \alpha) + n_b \cdot f_b(m_{\text{rec}}^n | \beta)}{n_s + n_b}, \quad (3.16)$$

$$\mathcal{L}_{\text{backgr}} = \exp\left(\frac{-(n_b - n_b^0)^2}{2\sigma_{n_b^0}^2}\right), \quad (3.17)$$

$$\mathcal{L}_{\text{param}} = \exp\{-0.5[(\alpha - \alpha_0)^T U^{-1}(\alpha - \alpha_0) + (\beta - \beta_0)^T V^{-1}(\beta - \beta_0)]\}. \quad (3.18)$$

Здесь  $N$  — число событий в экспериментальной выборке,  $n_s$  и  $n_b$  задают ожидаемые количества для сигнальных и фоновых событий. При этом ожидаемое число фоновых событий ( $n_b^0$ ) известно с точностью  $\sigma_{n_b^0}$ .

Таким образом, наиболее вероятная масса топ-кварка  $M_{\text{top}}$  может быть найдена как максимум функции правдоподобия (3.15). Ошибки измерения  $e^+$  и  $e^-$  оцениваются как величины интервалов справа и слева от  $M_{\text{top}}$ , на которых функция  $-\ln(\mathcal{L})$  увеличивается на 0.5. Заметим, что кроме статистических погрешностей ошибки  $e^+$  и  $e^-$  учитывают неопределенности для  $n_s, n_b, \alpha, \beta$ .

В работе [55] использовалось другое определение функции правдоподобия.

В отличие от (3.16)  $\mathcal{L}_{\text{shape}}$  задавалась следующим выражением:

$$\mathcal{L}_{\text{shape}} = \frac{e^{-(n_s+n_b)} \cdot (n_s + n_b)^N}{N!} \cdot \prod_{n=1}^N \prod_{i=1}^{12} \prod_{j=1}^{12} \frac{(n_s \cdot f_s(m_t^{ij}|M_t, \boldsymbol{\alpha}) + n_b \cdot f_b(m_t^{ij}|\boldsymbol{\beta}))^{w_{ij}}}{n_s + n_b}. \quad (3.19)$$

Таким образом, здесь не вычислялась одна оценочная переменная, а использовались все 144 массы от найденных конфигураций  $m_t^{ij}$  с их весами  $w_{ij}$ . В данном случае шаблонные распределения получались как сумма событийных весовых распределений масс  $m_t^{ij}$ . Наши тесты на симулированных событиях показали, что определение (3.16) является более оптимальным и обеспечивает меньшую примерно на 10% ожидаемую статистическую ошибку по сравнению с (3.19). Поэтому для измерений в Run II была взята функция правдоподобия именно в таком виде.

## 3.2 Измерение массы топ-кварка РНІ-методом на дилептонной выборке

В данном разделе приводятся детали измерения массы топ-кварка, выполненного РНІ-методом на дилептонной выборке [1, 2, 49, 53, 54]. Здесь описываются получение функций плотности вероятности для сигнальных и фоновых событий, тесты процедуры измерения, определенной на основе данных функций, результаты фита данных для выборки при интегральной светимости  $340 \text{ пб}^{-1}$  и оценки возможных систематических погрешностей измерения.

### 3.2.1 Сигнальные и фоновые функции плотности вероятности

Для вычисления функции правдоподобия  $\mathcal{L}$  и, таким образом, определения процедуры измерения нам нужно знать функции плотности вероятности сигнальных и фоновых событий  $f_s(m_{\text{rec}}|M_t, \boldsymbol{\alpha})$  и  $f_b(m_{\text{rec}}|\boldsymbol{\beta})$ . При определении  $f_s(m_{\text{rec}}|M_t, \boldsymbol{\alpha})$  были использованы наборы симулированных  $t\bar{t}$ -событий для масс топ-кварка от  $130 \text{ ГэВ}/c^2$  до  $230 \text{ ГэВ}/c^2$  и шагом  $5 \text{ ГэВ}/c^2$ . Значения  $m_{\text{rec}}$  вычислялись для событий, прошедших DIL-критерии отбора (см. раздел 2.2.1). Затем данные значения заносились в гистограммы для каждой массы

$t$ -кварка. В результате был получен набор из 21-ой шаблонной гистограммы (шаблонов) (см. рис. 3.3). Для описания  $f_s(m_{\text{rec}}|M_t, \boldsymbol{\alpha})$  нами использовалась комбинация из гамма-функции и гауссиана с линейной зависимостью их параметров от  $M_t$ :

$$f_s(m_{\text{rec}}|M_t, \boldsymbol{\alpha}) = p_6 \frac{p_3^{1+p_2}}{\Gamma(1+p_2)} (m_{\text{rec}} - p_1)^{p_2} \exp(-p_3(m_{\text{rec}} - p_1)) \quad (3.20) \\ + (1 - p_6) \frac{1}{p_5 \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(m_{\text{rec}} - p_4)^2}{2p_5^2}\right),$$

где  $p_k = \alpha_k + \alpha_{k+6} \cdot M_t$ ;  $k = 1, \dots, 6$ . Параметры  $(\alpha_i, i = 1, \dots, 12)$  находились из фита набора шаблонов функцией (3.20).

При определении  $f_b(m_{\text{rec}}|\boldsymbol{\beta})$  нами принимались во внимание следующие физические процессы: Дрелл-Ян, рождение двух бозонов. Также учитывался вклад от событий (например,  $W(\rightarrow l\nu) + \text{jets}$ ), для которых возможно прохождение критериев отбора при ошибочной идентификации в качестве лептона одной из струй ("ложное" событие). Для перечисленных фоновых процессов строились шаблонные гистограммы. Общий шаблон был получен их суммированием с весами, равными ожидаемым вкладом соответствующих процессов в экспериментальную выборку (см. таб. 2.1). Для описания формы  $f_b(m_{\text{rec}}|\boldsymbol{\beta})$  нами использовалась аналогичная (3.20) функция, но без линейной зависимости параметров от  $M_t$ :

$$f_b(m_{\text{rec}}|\boldsymbol{\beta}) = \beta_6 \frac{\beta_3^{1+\beta_2}}{\Gamma(1+\beta_2)} (m_{\text{rec}} - \beta_1)^{\beta_2} \exp(-\beta_3(m_{\text{rec}} - \beta_1)) \quad (3.21) \\ + (1 - \beta_6) \frac{1}{\beta_5 \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(m_{\text{rec}} - \beta_4)^2}{2\beta_5^2}\right),$$

Параметры  $(\beta_j, j = 1, \dots, 6)$  находились из фита суммарного шаблонного распределения функцией (3.21) (см. рис. 3.4).

### 3.2.2 Тесты в псевдоэкспериментах

Определенная таким образом процедура измерения тестировалась в псевдоэкспериментах (РЕ) для интервала масс  $[140, 215] \text{ ГэВ}/c^2$ . В этих тестах фоновые события примешивались к сигнальным. Количества сигнала и фона в каждом отдельном псевдоэксперименте разыгрывались согласно распределений Пуассона со средними, равными ожидаемым числам данных событий в

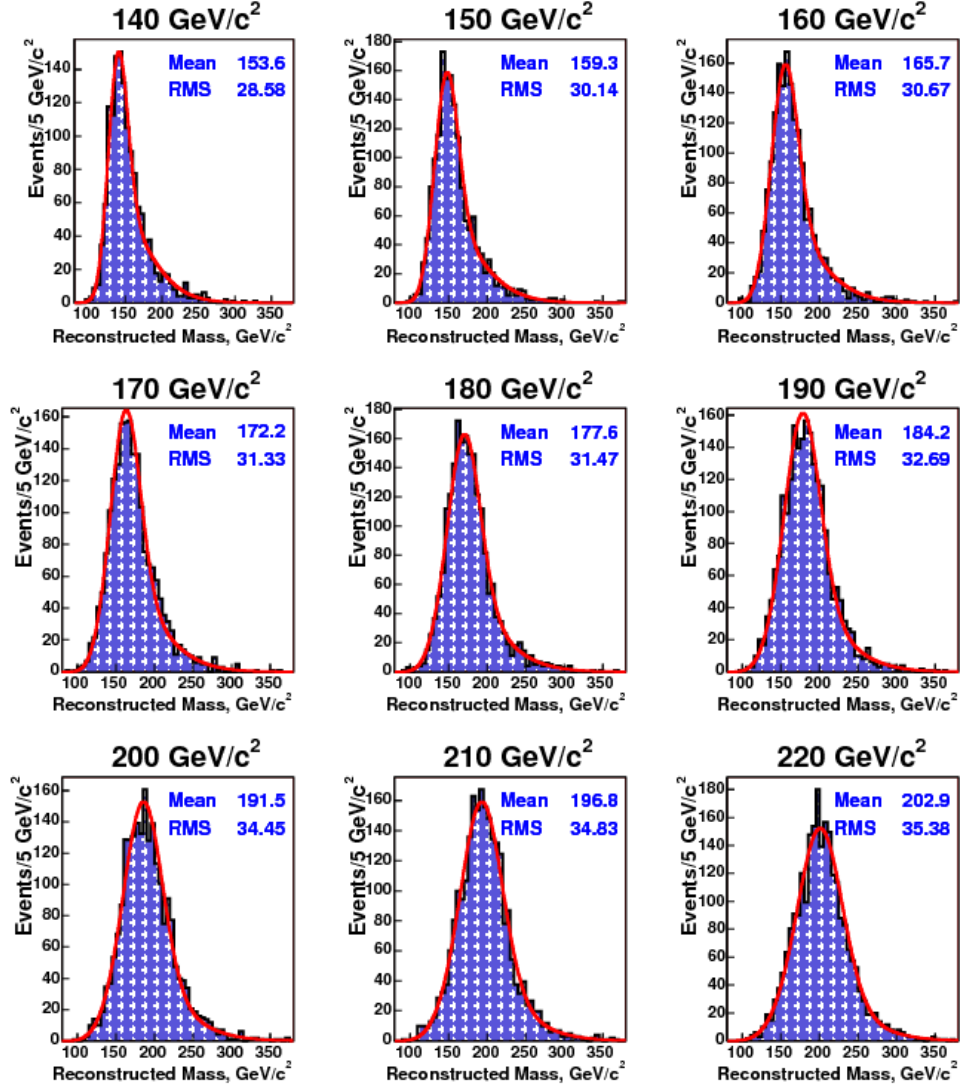


Рис. 3.3: Примеры шаблонных распределений для сигнала при различных значениях масс топ-кварка. Линией показан результат фита набора шаблонов функцией (3.20).

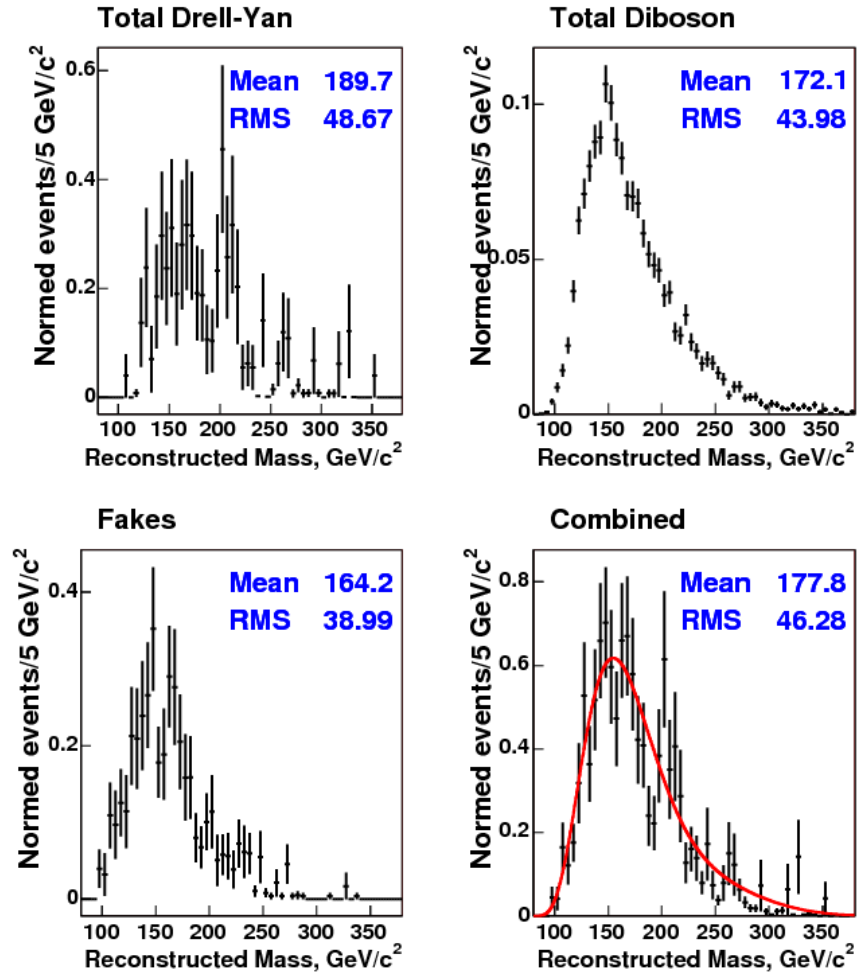


Рис. 3.4: Шаблонные распределения для фоновых процессов: Дрелл-Ян, рождение двух бозонов и "ложные" события, а также суммарный фоновый шаблон. Линией показан результат фита суммарного шаблона функцией (3.21).

выборке (см. таб. 2.1). Значения реконструированных масс ( $m_{\text{rec}}^n$ ,  $n = 1, \dots, N$ ) в каждом отдельном псевдоэксперименте брались случайным образом согласно имеющимся шаблонам сигнала (для сигнальных событий) или суммарного фона (для фоновых событий). Каждый раз, используя функцию правдоподобия (3.15), мы получали измеренную массу  $M_{\text{top}}$  и ошибки  $e^+$ ,  $e^-$ .

Для теста на возможный систематический сдвиг мы проводили несколько тысяч псевдоэкспериментов и вычисляли массу на выходе нашей процедуры измерения ( $M_{\text{top}}^{\text{out}}$ ) как медиану распределения полученных масс. Затем значение  $M_{\text{top}}^{\text{out}}$  сравнивалось с массой топ-кварка ( $M_{\text{top}}^{\text{in}}$ ), соответствующей сигнальному шаблону, с которым генерировались псевдоэксперименты. Как это видно на рис. 3.5(вверху), зависимость  $M_{\text{top}}^{\text{out}}$  от  $M_{\text{top}}^{\text{in}}$  имеет наклон совместимый в пределах ошибки с единицей. Зависимость переменной  $\Delta M \equiv M_{\text{top}}^{\text{out}} - M_{\text{top}}^{\text{in}}$  от  $M_{\text{top}}^{\text{in}}$  (см. рис. 3.5(внизу)) также свидетельствует об отсутствии систематического сдвига в измерениях.

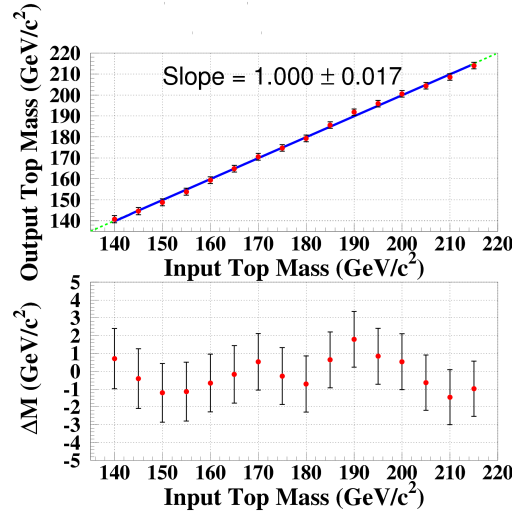


Рис. 3.5: Тесты функции правдоподобия  $\mathcal{L}$  в псевдоэкспериментах. Вверху: зависимость  $M_{\text{top}}^{\text{out}}$  vs.  $M_{\text{top}}^{\text{in}}$  (см. в тексте определение переменных). Пунктирная линия на рисунке соответствует несмещенной оценке ( $M_{\text{top}}^{\text{out}} = M_{\text{top}}^{\text{in}}$ ). Сплошная линия показывает результат фита линейной зависимостью в интервале масс  $[140, 215]$  ГэВ/ $c^2$ . Внизу: зависимость сдвига  $\Delta M \equiv M_{\text{top}}^{\text{out}} - M_{\text{top}}^{\text{in}}$  vs.  $M_{\text{top}}^{\text{in}}$ .

Для проверки корректности получаемых ошибок нами строились пул-распределения. Значение пула в псевдоэксперименте определялось следующим

образом:

$$\text{pull} = \frac{M_{\text{top}} - M_{\text{top}}^{\text{in}}}{e}, \quad (3.22)$$

где  $e$  - симметризованная ошибка:  $e = (e^+ + e^-)/2$ . Примеры распределений приведены на рис. 3.6. Как это можно видеть, они имеют форму гауссиана. Среднее и ширина пул-распределений в зависимости от  $M_{\text{top}}^{\text{in}}$  показаны на рис. 3.7. Сдвиг от единицы в ширинах говорит о недооценке ошибок измерений. Для компенсации полученные при фите экспериментальных данных ошибки будут нами поправляться на фактор 1.055.

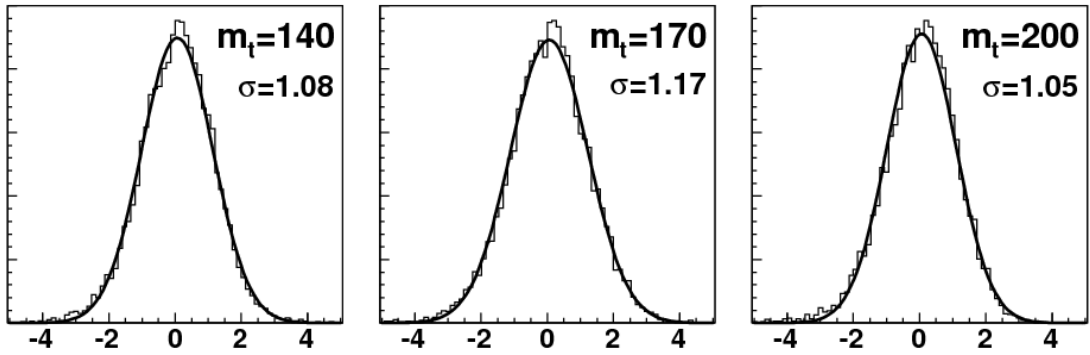


Рис. 3.6: Тесты функции правдоподобия  $\mathcal{L}$  в псевдоэкспериментах. Примеры пул-распределений. Приведены распределения для исходных масс  $M_{\text{top}}^{\text{in}}$ , равных 140 ГэВ/ $c^2$ , 170 ГэВ/ $c^2$  и 200 ГэВ/ $c^2$ . Сплошная линия соответствует результату фита функцией Гаусса.

Распределение симметризованной ошибки  $e$  при  $M_{\text{top}}^{\text{in}} = 178$  ГэВ/ $c^2$  показано на рис. 3.8. Среднее составляет 13.74 ГэВ/ $c^2$ . Таким образом, с учетом корректирующего фактора 1.055 ожидаемая статистическая ошибка измерения на DIL-выборке при данной массе топ-кварка и накопленной интегральной светимости 340 пб $^{-1}$  равна 14.5 ГэВ/ $c^2$ .

Дополнительные тесты проводились на, так называемых, "слепых" наборах событий. Отличие "слепого" набора от обычного сгенерированного набора сигнальных событий заключается в том, что экспериментатор не имеет возможности знать для него исходную массу топ-кварка. Функцию сравнения исходной массы с полученной  $M_{\text{top}}^{\text{out}}$  для набора выполняет уже не сам экспериментатор, а другой человек. Таким образом, тесты с использованием "слепых" наборов событий позволяют убедиться в отсутствии влияния



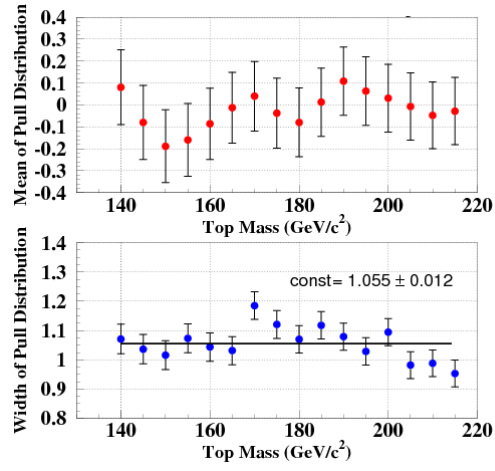


Рис. 3.7: Тесты функции правдоподобия  $\mathcal{L}$  в псевдоэкспериментах. Среднее (вверху) и ширина (внизу) пул-распределений в зависимости от исходной массы  $M_{\text{top}}^{\text{in}}$ . Сплошные линии на рисунках соответствуют средним значениям величин для интервала масс  $[140, 215]$  ГэВ/ $c^2$ .

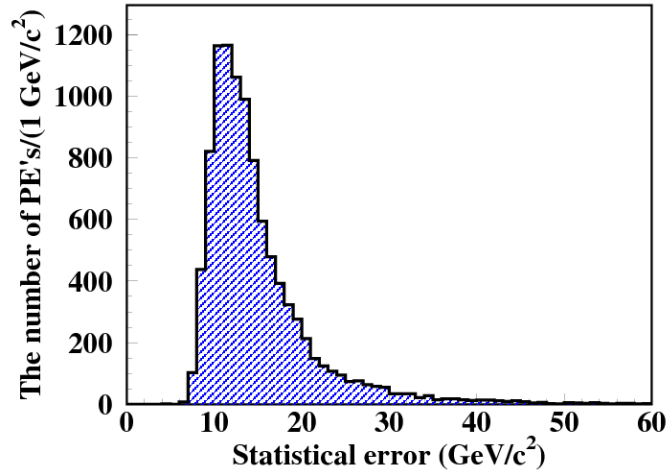


Рис. 3.8: Результаты псевдоэкспериментов. Распределение симметризованной ошибки  $e$  для массы топ-кварка 178 ГэВ/ $c^2$ .

субъективного фактора на результат измерений. Полученные  $\Delta M$  для пяти различных "слепых" наборов представлены в таблице 3.1. Можно заключить, что эти результаты вполне совместимы с результатами предыдущих тестов.

$\Delta M, \text{ГэВ}/c^2$
$-0.6 \pm 1.4$
$-0.1 \pm 1.4$
$-0.6 \pm 1.4$
$0.8 \pm 1.4$
$-2.7 \pm 1.4$

Таблица 3.1: Сдвиг  $\Delta M \equiv M_{\text{top}}^{\text{out}} - M_{\text{top}}^{\text{in}}$  для пяти "слепых" наборов событий.

### 3.2.3 Результат фита данных

На следующем этапе протестированная нами процедура измерения применялась непосредственно к полученным данным. Для примера на рис. 3.9 представлены распределения взвешенных реконструированных масс для восьми событий из DII-выборки. Результаты измерения приведены в таблице 3.2. Экспериментальное распределение используемой оценочной переменной  $m_{\text{тес}}$  и вид полученной функции правдоподобия показаны на рисунке 3.10. Из псевдоэкспериментов было определено, что вероятность получить наблюдаемые или еще более лучшие ошибки измерения равна 19% (см. рис. 3.11). Эти псевдоэксперименты проводились при исходной массе топ-кварка  $170 \text{ ГэВ}/c^2$ . Общее число событий в них было фиксировано и равнялось числу наблюдаемых событий в дилептонной выборке.

### 3.2.4 Систематические погрешности измерения

Систематическая ошибка при измерении возникает из-за неопределенностей формы сигнальных и фоновых шаблонов. Данные неопределенности в свою очередь являются следствием погрешностей параметров, используемых при генерации наборов симулированных событий. Другой причиной могут быть неправильные предположения заложенные при моделировании некоторых процессов из-за недостаточного их понимания.

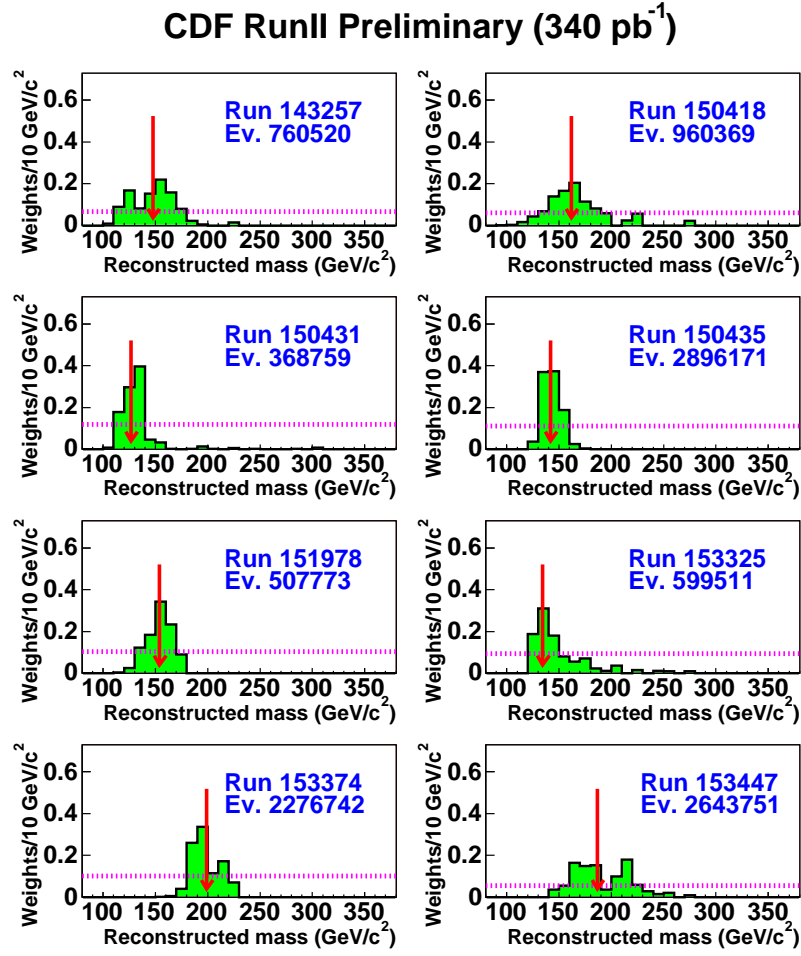


Рис. 3.9: Распределения взвешенных реконструированных масс для восьми событий из DIL-выборки.

Выборка	
Число событий	33
Ожидаемое число фоновых событий, $n_b^{\text{exp}}$	$10.5 \pm 1.9$
Результаты фита данных	
Число сигнальных событий, $n_s$	$24.4 \pm 5.9$
Число фоновых событий, $n_b$	$10.0 \pm 1.9$
Масса топ-кварка, $M_{\text{top}}$	$169.7^{+8.9}_{-9.0}$

Таблица 3.2: Характеристики экспериментальной выборки и результаты фита данных. Ошибки для  $M_{\text{top}}$  показаны с учетом корректирующего коэффициента 1.055 (см. раздел 3.2.2).

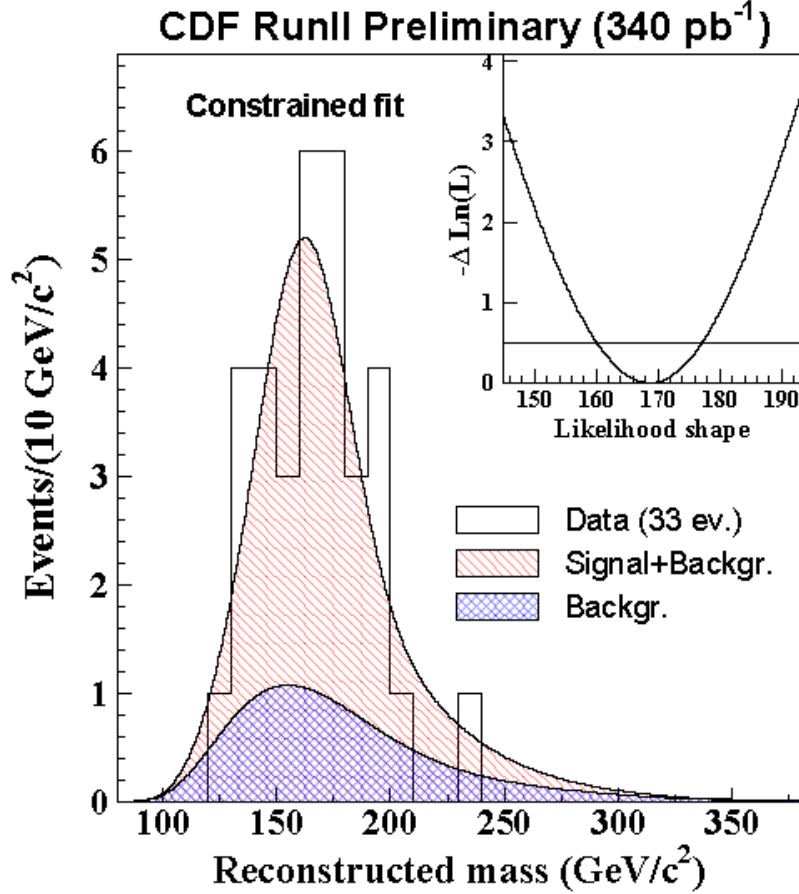


Рис. 3.10: Фит данных. Гистограмма показывает распределение оценочной переменной  $m_{\text{rec}}$  для 33-х событий дилептонной выборки. Заштрихованные области соответствуют перенормированным на число событий (см. таб. 3.2) функциям плотности вероятности величины  $m_{\text{rec}}$  для фона и суммы сигнала и фона. Во вставке показана зависимость функции  $-\ln(\mathcal{L}/\mathcal{L}_{\text{max}})$  от массы топ-кварка. Измеренная масса  $M_{\text{top}}$  соответствует минимуму данной функции. Ошибки измерения  $e^+$  и  $e^-$  оцениваются как величины интервалов справа и слева от  $M_{\text{top}}$ , на которых функция  $-\ln(\mathcal{L}/\mathcal{L}_{\text{max}})$  увеличивается на 0.5.

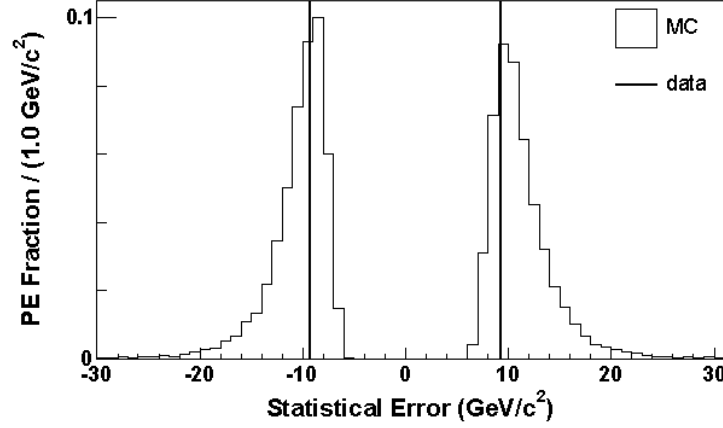


Рис. 3.11: Сравнение полученных из фита данных ошибок  $e^+$  и  $e^-$  с результатами псевдоэкспериментов при исходной массе топ-кварка  $170 \text{ ГэВ}/c^2$ .

Нами была выполнена оценка чувствительности измерения к влиянию имеющихся в моделировании неопределенностей. Для этого использовалась следующая процедура. При генерации набора симулированных событий изменялся соответствующий параметр на одно стандартное отклонение в большую или меньшую сторону, или вводилось альтернативное предположение. Полученный таким образом набор использовался для создания шаблона, соответствующего новому значению параметра или новой гипотезе. Этот шаблон брался для генерации событий в псевдоэкспериментах, измерение массы в которых проводилось с нашей функцией правдоподобия  $\mathcal{L}$ . Разница между медианами распределений измеренных масс для случаев измененного параметра (альтернативной гипотезы) и его принятого значения (основной гипотезы) бралась для оценки влияния на измерение данной погрешности.

Источник одной из самых больших систематических погрешностей возникает от неопределенностей модели измерения энергии адронных струй. Данные неопределенности связаны с неопределенностями различных коррекций [51], применяемых для таких эффектов как неоднородность в отклике калориметра, множественные  $p\bar{p}$ -столкновения, абсолютная шкала энергий для адронов, влияние лежащего в основе  $p\bar{p}$ -события, потери энергии за конусом поиска  $\Delta R$ . Систематическая погрешность оценивалась отдельно для каждой коррекции с помощью псевдоэкспериментов, аналогичных описанным в разделе 3.2.2. Здесь для псевдоэкспериментов использовались шаблоны сиг-

нала и фона, построенные при  $\pm 1$  стандартных отклонениях в используемых коэффициентах коррекции. За оценку погрешности принималась полуразница между медианами распределений восстановленных масс для этих двух случаев. Значение общей погрешности шкалы энергий адронных струй получалось как квадратичная сумма погрешностей от отдельных коррекций (см. табл. 3.3).

Так как упомянутые выше коррекции энергий были получены для струй, произошедших от легких кварков или глюонов, дополнительная погрешность должна быть связана с неопределенностями модели измерения энергий струй, произошедших от  $b$ -кварков. Данная систематическая погрешность происходит от трех основных источников: неопределенность модели фрагментации  $b$ -струи, влияние неопределенностей модели полуплептонных распадов  $b$ -адронов, неопределенность модели цветового потока  $b$ -струи, появившейся в результате распада  $t$ -кварка [57]. Как и в предыдущем случае, для оценки погрешности, связанной с отдельным источником, выполнялись сеты псевдоэкспериментов со сдвинутыми на  $\pm 1$  стандартное отклонение энергиями  $b$ -струй и вычислялась полуразница между медианами распределений восстановленных масс. Общая погрешность шкалы энергий  $b$ -струй получалась как квадратичная сумма полученных погрешностей для отдельных источников (см. табл. 3.3).

Несколько систематических погрешностей возникают из-за неопределенностей модели сигнальных событий. Прежде всего некоторая погрешность должна быть ассоциирована с используемым генератором событий. Для оценки этой погрешности сравнивались результаты псевдоэкспериментов для сигнального шаблона, полученного с номинальным генератором (HERWIG), и для аналогичного сигнального шаблона, полученного с другим генератором событий (PYTHIA). Данные генераторы используют различные модели адронизации [58]. Также есть различие в том как они моделируют лежащее в основе  $p\bar{p}$ -событие и множественные  $p\bar{p}$ -столкновения. За оценку погрешности, связанной с выбором генератора событий, была взята разница между медианами распределений восстановленных масс для этих двух сетов псевдоэкспериментов (см. табл. 3.3).

Еще одна систематическая погрешность связана с неопределенностями мо-

дели излучения в начальном состоянии (ISR). Для оценки данной погрешности сравнивались результаты псевдоэкспериментов для сигнальных шаблонов, построенных при двух различных установках КХД-параметров, определяющих эволюцию партонного ливня. Данные установки были получены из сравнения данных CDF для процессов Дрелл-Яна и моделирования [57]. Т.к. для моделирования излучения в конечном состоянии (FSR) используются те же самые алгоритмы, что и для ISR, аналогичный метод использовался для оценки систематической погрешности от FSR. Здесь для получения сигнальных шаблонов использовались два специфичных для моделирования FSR-сета КХД-параметров. Полученные оценки для ISR- и FSR-погрешностей приведены в таблице 3.3.

Систематическая погрешность, связанная с выбором функции распределения партонов (PDF), оценивалась путем сравнения результатов для двух различных групп структурных функций: CTEQ5L [59] и MRST72 [60]. Кроме этого сравнивались PDF, соответствующие двум различным значениям  $\Lambda_{\text{QCD}}$ : MRST72 и MRST75. Также оценивалась ошибка, связанная с неопределенностью структурной функции внутри одной группы. Для этого строились сигнальные шаблоны при вариации на  $\pm 1$  стандартное отклонение каждого из 20 собственных векторов CTEQ6M-группы. Общая систематическая ошибка, связанная с неопределенностями структурных функций, была получена квадратичным суммированием полученных погрешностей (см. табл. 3.3).

Сравнение генераторов, использующих ведущий порядок разложения (LO) и следующий за ведущим порядок разложения (NLO), показало незначительную разницу в результатах.

Другая группа систематических погрешностей связана с неопределенностями модели фоновых событий. Ряд модельно зависимых процессов влияет на фоновые события (например, прохождение треками или струями щелей в детекторе). Действие этих эффектов на результат оценивалось с помощью псевдоэкспериментов, для которых шаблон фона получался путем сдвига для каждого набора фоновых событий  $P_T$  трека, энергии струи,  $E_T$  на разницу в этих величинах между данными и моделированием. Другая систематическая погрешность возникает из-за неопределенностей фракций различных фоновых процессов. Для оценки влияния этого эффекта проводились псевдоэкс-

рименты с шаблонами фона, построенными при различных долях двух наиболее существенных фоновых процессов (Дрелл-Ян и "ложные" события). Общая ошибка от неопределенностей модели фоновых событий была получена квадратичным суммированием отдельных погрешностей (см. табл. 3.3).

Наша оценка для значения общей систематической погрешности измерения составила  $4.0 \text{ ГэВ}/c^2$  (квадратичная сумма значений в табл. 3.3).

Параметр (процесс)	Ошибка в результате ( $\text{ГэВ}/c^2$ )
Шкала энергий для струй	3.5
Шкала энергий для $b$ -струй	0.7
Генератор событий	0.7
Структурные функции	0.6
Излучение в начальном состоянии	0.6
Излучение в конечном состоянии	0.4
Форма шаблона фона	1.5
<b>Всего</b>	<b>4.0</b>

Таблица 3.3: Чувствительность результата измерения к погрешностям используемых параметров (предположений).

### 3.3 Объединение полученных разными методами значений масс топ-кварка

Наличие нескольких эффективных методик измерения открывает дополнительные возможности перед экспериментаторами. Прежде всего, проверка на совместимость результатов, полученных разными методами, обеспечивает большую достоверность измерения. Кроме этого, комбинируя результаты, можно получить гораздо более лучшую оценку измеряемой величины, чем это может сделать любой отдельно взятый метод.

Измеренная РНІ-методом масса топ-кварка (см. раздел 3.2) использовалась в объединении со значениями, полученными двумя другими шаблонными методами [49]: NWA (Neutrino  $\eta$  Weighting Method) и KIN (Full Kinematic Analysis). NWA-метод применялся на LTRK-выборке событий (интегральная светимость  $360 \text{ пб}^{-1}$ ), в то время как KIN-метод использовался на DIL-выборке (интегральная светимость  $340 \text{ пб}^{-1}$ ). В данном разделе приводятся



краткие описания этих методик, сравнение методов между собой, полученные с их помощью результаты и результат объединения.

### 3.3.1 NWA-метод

В Run I NWA-метод был одной из двух методик, используемых в DØ-эксперименте [61]. Высокая эффективность данного метода способствовала тому, что он был заимствован для CDF [62]. Таким образом, NWA-метод можно рассматривать как некую отправную точку для измерений в Run II.

Основная идея данного подхода заключается в том, чтобы использовать кинематическую реконструкцию события согласно  $t\bar{t}$ -гипотезе при некоторых дополнительных предположениях, но независимо от измеренного значения  $\vec{E}_T$ . Полученным решениям затем присваивается вес с помощью весовой функции, описывающей соответствие решения и  $\vec{E}_T$ . Таким образом, получается распределение вероятности для одного события в зависимости от принимаемой массы топ-кварка, на основе которого определяется оценочная переменная.

При кинематической реконструкции события делаются предположения о значении массы топ-кварка, о значениях псевдобыстрот нейтрино и антинейтрино, о том, какие лептон и струя произошли от распада  $t$  (или  $\bar{t}$ ). Данных предположений достаточно, чтобы, используя закон сохранения энергии-импульса в распаде топ-кварка, получить возможные решения для импульса нейтрино. Число таких решений может быть равно 0, 1 или 2. Аналогично получают решения для импульса антинейтрино, произошедшего от распада  $\bar{t}$ -кварка. Таким образом, принимая упомянутые выше предположения, возможно получить до 4-х вариантов пар импульсов нейтрино и антинейтрино в событии. Каждому из полученных вариантов присваивается вес  $w_i$ , соответствующий вероятности наблюдать при данных импульсах нейтрино и антинейтрино компоненты вектора недостающей поперечной энергии  $\cancel{E}_T^x$  и  $\cancel{E}_T^y$ :

$$w_i = \exp \left( -\frac{(\cancel{E}_T^x - p_x^\nu - p_x^{\bar{\nu}})^2}{2\sigma_x^2} \right) \cdot \exp \left( -\frac{(\cancel{E}_T^y - p_y^\nu - p_y^{\bar{\nu}})^2}{2\sigma_y^2} \right). \quad (3.23)$$

Здесь  $\sigma_x$  и  $\sigma_y$  - ошибки измерений  $\cancel{E}_T^x$  и  $\cancel{E}_T^y$ . Использовались значения  $\sigma_x =$

$\sigma_y = 15$  ГэВ, которые были получены из моделирования. Исследования показали, что эффективность NWA-метода практически не чувствительна к значениям этих параметров.

Полученные варианты импульсов нейтрино и антинейтрино имеют *a priori* равную вероятность. По-этому их веса могут просто суммироваться, чтобы получить вес ассоциированный со сделанными предположениями:

$$w(m_t, \eta_\nu, \eta_{\bar{\nu}}, l - jet) = \sum_{i=1}^4 w_i \quad (3.24)$$

Данная процедура повторяется для множества возможных пар  $(\eta_\nu, \eta_{\bar{\nu}})$ . Как это видно на рисунке 3.12, показывающем результаты моделирования, значения  $\eta_\nu$  и  $\eta_{\bar{\nu}}$  не коррелированы. При этом распределение  $\eta_\nu$  слабо зависит от массы топ-кварка и имеет форму гауссиана с центром в 0 и шириной около 1. Значения  $\eta_\nu$  и  $\eta_{\bar{\nu}}$  сканировались от -3 до +3 с шагом 0.1, и каждой паре  $(\eta_\nu, \eta_{\bar{\nu}})$  присваивался вес  $P(\eta_\nu, \eta_{\bar{\nu}})$  равный значению гауссиана с центром в 0 и шириной 0.988. Данный вес учитывался при интегрировании весовой функции по  $\eta_\nu$  и  $\eta_{\bar{\nu}}$ :

$$w(m_t, l - jet) = \sum_{\eta_\nu, \eta_{\bar{\nu}}} P(\eta_\nu, \eta_{\bar{\nu}}) \cdot w(m_t, \eta_\nu, \eta_{\bar{\nu}}, l - jet). \quad (3.25)$$

Вес становится функцией только массы топ-кварка после суммирования по вариантам соотношения лептонов и струй:

$$W(m_t) = \sum_{l-jet} w(m_t, l - jet). \quad (3.26)$$

Значения  $m_t$  сканировались от 80 ГэВ/ $c^2$  до 380 ГэВ/ $c^2$  с шагом 1 ГэВ/ $c^2$ . На рисунке 3.13 показан пример получаемых с (3.26) весовых распределений. Самое вероятное значение (MPV) весового распределения используется как оценочная переменная в NWA-методе.

Существует некоторая вероятность, что решений для моментов нейтрино и антинейтрино не будет найдено ни при одном из сканируемых значений массы топ-кварка. Эта эффективность нахождения решений представляет собой дополнительный критерий отбора событий. Исследования на симулированных  $t\bar{t}$ -событиях показали, что значение этой эффективности для сигнала не зависит от массы топ-кварка и равно 99.8%. Для различных фоновых событий

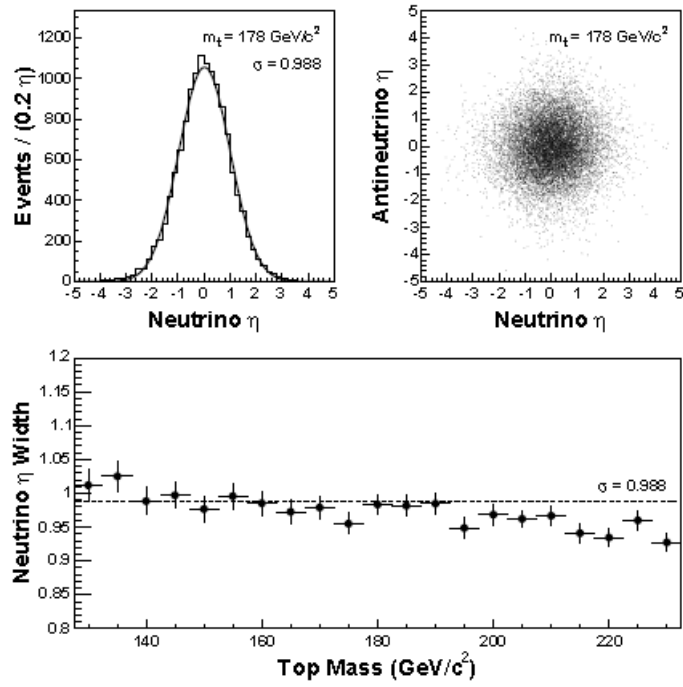


Рис. 3.12: Распределение псевдобыстрот нейтрино в  $t\bar{t}$ -событиях, фитированное функцией Гаусса (вверху слева). Двумерное распределение  $\eta_\nu$  vs.  $\eta_{\bar{\nu}}$  показано вверху справа. Два верхних распределения получены из моделирования при исходной массе топ-кварка  $178 \text{ GeV}/c^2$ . Нижний рисунок показывает зависимость ширины  $\eta_\nu$ -распределения от массы топ-кварка. Горизонтальная линия соответствует ширине при массе топ-кварка равной  $178 \text{ GeV}/c^2$ .

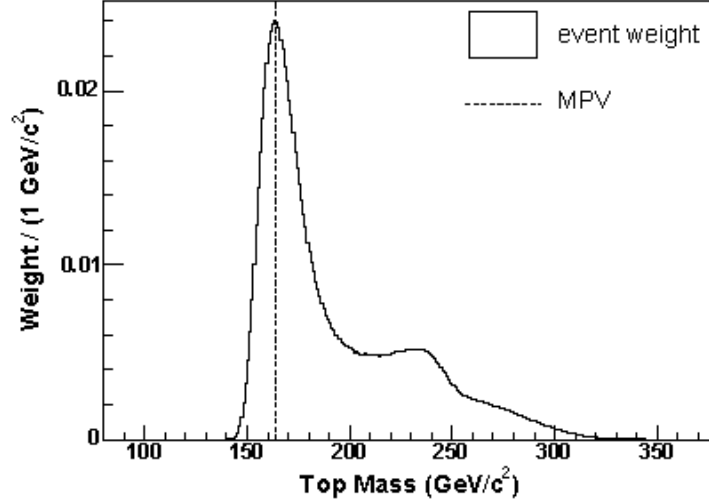


Рис. 3.13: Пример отдельного  $t\bar{t}$ -события. Вес события (3.26) как функция взятой в предположение массы топ-кварка. Событие моделировалось при исходной массе  $t$ -кварка  $170 \text{ ГэВ}/c^2$ . Распределение нормировано на 1. Вертикальная линия отмечает самое вероятное значение (MPV), используемое как оценочная переменная в NWA-методе.

значение эффективности варьируется от 94% до 100% и составляет в среднем 96%.

### 3.3.2 KIN-метод

Рассмотрим теперь KIN-метод, который использовался для измерения массы топ-кварка на DIL-выборке. Данный метод решает проблему недостающей связи при кинематической реконструкции события путем введения дополнительного соотношения для продольного момента  $t\bar{t}$ -системы  $p_z^{t\bar{t}}$ . Получив, таким образом, замкнутую систему уравнений, на основе численных методов осуществляется поиск ее решений и вычисление оценочной переменной.

Исследования на моделированных событиях показали, что распределение  $p_z^{t\bar{t}}$  для интервала масс топ-кварка  $140\text{--}200 \text{ ГэВ}/c^2$  имеет форму гауссиана со средним в нуле и шириной около  $180 \text{ ГэВ}/c$ . Форма распределения имеет слабую зависимость от массы топ-кварка: изменение ширины распределения на исследуемом интервале масс составляет всего 10%.

Используя измеренные импульсы  $b$ -кварков и лептонов, две компоненты  $E_T$ , дополнительное уравнение для  $p_z^{t\bar{t}}$ , соотношения для  $W$ - и  $t$ -распадов,

может быть записана следующая система уравнений:

$$\begin{aligned}
p_x^\nu + p_x^{\bar{\nu}} &= E_T^x \\
p_y^\nu + p_y^{\bar{\nu}} &= E_T^y \\
p_z^t + p_z^{\bar{t}} &= 0 \pm 180 \text{ ГэВ}/c^2 \\
m_t &= m_{\bar{t}} \\
m_{W^\pm} &= 80.4 \text{ ГэВ}/c^2 \\
\vec{p}_b + \vec{p}_{W^+} &= \vec{p}_t \\
\vec{p}_{\bar{b}} + \vec{p}_{W^-} &= \vec{p}_{\bar{t}} \\
\vec{p}_{l^+} + \vec{p}_\nu &= \vec{p}_{W^+} \\
\vec{p}_{l^-} + \vec{p}_{\bar{\nu}} &= \vec{p}_{W^-}.
\end{aligned} \tag{3.27}$$

Решения данной системы находятся с помощью итерационной процедуры метода Ньютона [63]. Здесь может существовать до 4-х решений. Принимая в расчет два возможных варианта соотношения лептонов и струй, всего число возможных решений может достигать до восьми.

Чтобы учесть большой интервал возможных значений  $p_z^{t\bar{t}}$ , а также ошибки измерений импульсов и  $E_T$ , процедура решения системы (3.27) повторяется 10000 раз при разных значениях данных величин. Каждый раз величина  $p_z^{t\bar{t}}$  разыгрывается согласно распределению Гаусса со средним 0 ГэВ/с и шириной 180 ГэВ/с. Также по гауссианам с ширинами равными ошибкам измерений разыгрываются величины энергий  $b$ -струй и  $E_T$ .

Выполняя кинематическую реконструкцию "размазанного" таким образом события, строится распределение получаемых масс топ-кварка. Используя данное распределение, осуществляется вычисление оценочной переменной в KIN-методе. Опишем более подробно данную процедуру. Для каждого варианта соотношения лептонов и струй выбирается только одно из четырех возможных решений. Берется решение с наименьшей эффективной массой  $t\bar{t}$ -системы, которая находится как инвариантная масса 4-векторной суммы двух лептонов, двух  $b$ -кварков и двух нейтрино. Исследования с использованием симулированных событий при массе топ-кварка 178 ГэВ/с<sup>2</sup> показали, что данное решение в 84% случаев имеет самую близкую к исходной реконструированную массу топ-кварка. Строятся распределения получаемых та-

ким образом масс топ-кварка, соответствующие двум вариантам соотнесения лептонов и струй (см. рис. 3.14). Из них для дальнейшего анализа берется распределение, имеющее наибольшее число входов. Исследования с использованием симулированных событий показали, что такой выбор верен в 70% случаев. Событие отклоняется, если число входов для каждого распределения меньше 1000. Самое вероятное значение выбранного массового распределения, найденное с помощью сплайн-фита, используется как оценочная переменная в KIN-методе.

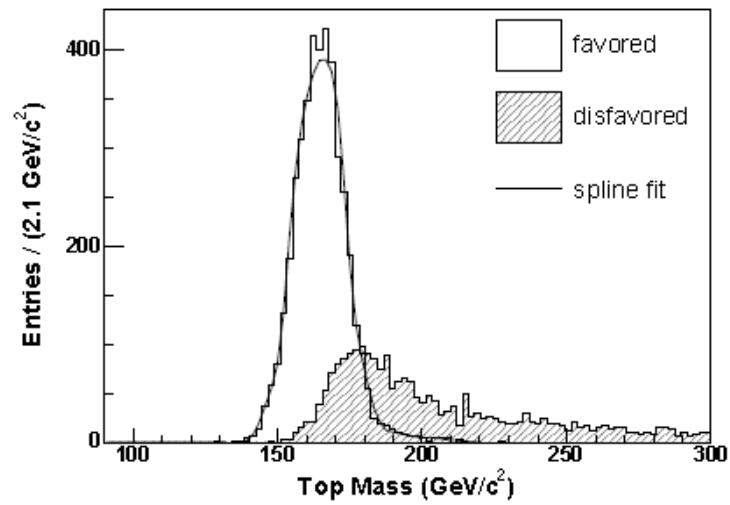


Рис. 3.14: Пример отдельного  $t\bar{t}$ -события. Данное событие получено из моделирования при исходной массе  $t$ -кварка  $170 \text{ ГэВ}/c^2$ . Распределения получаемых масс топ-кварка, соответствующие двум вариантам соотнесения лептонов и струй. Также для распределения, соответствующего отобранной комбинации лептонов и струй, показан результат сплайн-фита, который используется для вычисления оценочной переменной в KIN-методе.

### 3.3.3 Сравнение методов

С оговоркой о разных используемых выборках методы можно сравнить с помощью получаемой для них ожидаемой статистической ошибки измерения. Эти значения приводятся в таблице 3.4. Величина данной ошибки оценивалась с помощью псевдоэкспериментов, аналогичных описанным в разделе 3.2.2, при исходной массе топ-кварка  $178 \text{ ГэВ}/c^2$ . Можно заключить, что NWA-, KIN- и PH-методы близки по точности измерения.

Метод (выборка)	Интегр. светимость	Ож. сигнал (эфф. реконстр.)	Ож. фон (эфф. реконстр.)	Ож. стат. ошибка
NWA (LTRK)	360 пб <sup>-1</sup>	19.4±1.4 (99.8%)	14.1±3.5 (96%)	12.8 ГэВ/ <i>c</i> <sup>2</sup>
KIN (DIL)	340 пб <sup>-1</sup>	12.9±1.1 (75%)	6.4±1.2 (61%)	15.1 ГэВ/ <i>c</i> <sup>2</sup>
PHI (DIL)	340 пб <sup>-1</sup>	17.2±1.4 (100%)	10.5±1.9 (100%)	14.5 ГэВ/ <i>c</i> <sup>2</sup>

Таблица 3.4: Сравнение NWA-, KIN- и PHI-методов. Приведены значения интегральных светимостей, соответствующие выборкам, на которых проводилось измерение, значения ожидаемых сигнала и фона в выборке и ожидаемая статистическая ошибка измерения при исходной массе топ-кварка 178 ГэВ/*c*<sup>2</sup>. В скобках показаны эффективности кинематической реконструкции событий для сигнальных и фоновых событий. Приведенные числа ожидаемых сигнальных событий соответствуют значению сечения рождения *tt*-пары 6.1 пб.

### 3.3.4 Результаты фита данных для NWA-, KIN- и PHI-методов

Результаты фита данных для NWA-, KIN- и PHI-методов представлены в таблице 3.5. Можно видеть, что они согласуются между собой.

Метод	NWA	KIN	PHI
Выборка (инт. светимость)	LTRK (360 пб <sup>-1</sup> )	DIL (340 пб <sup>-1</sup> )	DIL (340 пб <sup>-1</sup> )
Число событий	46	33	33
Число событий после реконстр.	45	30	33
Ож. число фоновых событий, $n_b^{\text{exp}}$	14.1 ± 3.5	6.4 ± 1.2	10.5 ± 1.9
<b>Результаты фита данных</b>			
Число сигнальных событий, $n_s$	32.4 ± 7.4	24.5 ± 5.6	24.4 ± 5.9
Число фоновых событий, $n_b$	13.4 ± 3.5	6.1 ± 1.7	10.0 ± 1.9
Масса топ-кварка, $M_{\text{top}}$	170.7 <sup>+6.9</sup> <sub>-6.5</sub>	169.5 <sup>+7.7</sup> <sub>-7.2</sub>	169.7 <sup>+8.9</sup> <sub>-9.0</sub>

Таблица 3.5: Характеристики экспериментальной выборки и результаты фита данных для NWA-, KIN- и PHI-методов.

### 3.3.5 Систематические погрешности для NWA-, KIN- и PHI-методов

Оценки систематических погрешностей используемых методов измерения выполнялись по одинаковой методике. Ее описание и характеристики источников неопределенностей могут быть найдены в разделе 3.2.4. Полученные значения систематических ошибок представлены в таблице 3.6.

Параметр (процесс)	Ошибка (ГэВ/ $c^2$ )		
	NWA	KIN	PHI
Шкала энергий для струй	3.4	3.2	3.5
Шкала энергий для $b$ -струй	0.6	0.6	0.7
Генератор событий	0.5	0.6	0.7
Структурные функции	0.5	0.5	0.6
Излучение в начальном состоянии	0.6	0.6	0.6
Излучение в конечном состоянии	0.5	0.3	0.4
Форма шаблона фона	2.6	1.6	1.5
Конечная статистика			
- сигнальных наборов событий	0.2	0.4	n/a
- фоновых наборов событий	1.3	1.2	n/a
<b>Всего</b>	<b>4.6</b>	<b>4.0</b>	<b>4.0</b>

Таблица 3.6: Вклады в систематическую ошибку от разных источников неопределенностей для NWA-, KIN- и PHI-методов. Неопределенность из-за конечной статистики сигнальных и фоновых наборов событий бралась в расчет NWA- и KIN-методами как вклад в общую систематическую ошибку, в PHI-методе данная неопределенность учитывалась внутри функции правдоподобия с помощью  $\mathcal{L}_{\text{param}}$  (см. выражение (3.15)) и входила в статистическую ошибку.

### 3.3.6 Объединение результатов

Поскольку все три результата совместимы между собой (см. таб. 3.5), они могут быть объединены с тем, чтобы улучшить общую точность измерения. Для комбинирования результатов использовался BLUE-метод (Best Linear Unbiased Estimation) [64]. В данном методе результат объединения получается как линейная комбинация индивидуальных измерений. Корреляции между измерениями, а также статистические и систематические ошибки от каждого измерения используются для построения матрицы ошибок. С помощью данной матрицы вычисляется погрешность линейной комбинации измерений. Веса измерений в данной линейной комбинации выбираются таким образом, чтобы общая ошибка была наименьшей.

Статистические корреляции между измерениями определялись для интервала масс топ-кварка 155-195 ГэВ/ $c^2$  с помощью псевдоэкспериментов, которые выполнялись для двух используемых выборок (DIL и LTRK). Сигнальные и фоновые события в данных псевдоэкспериментах разыгрывались из



соответствующих наборов симулированных событий. При данном розыгрыше учитывались композиции выборок (см. табл. 2.1) и перекрытие между ними. В каждом псевдоэксперименте тремя методами проводились измерения массы топ-кварка и определялись статистические ошибки данных измерений. Коэффициент корреляций  $\rho_{ij}$  между двумя измерениями  $m_i$  и  $m_j$  вычислялся по результатам  $N$  псевдоэкспериментов:

$$\rho_{ij} = \frac{N \sum m_i m_j - \sum m_i \sum m_j}{\sqrt{N \sum m_i^2 - (\sum m_i)^2} \sqrt{N \sum m_j^2 - (\sum m_j)^2}}. \quad (3.28)$$

Проведенные исследования показали, что значения  $\rho_{ij}$  практически не изменяются в рассматриваемом интервале масс. Их величины показаны в таблице 3.7. Общие для всех трех методов систематические ошибки предполагались имеющими корреляцию 100%. Погрешности из-за конечного размера используемых наборов симулированных событий предполагались некоррелирующими. Также в таблице 3.7 приведены величины общих корреляций, вычисленные с учетом систематических погрешностей, и полученные веса результатов в комбинации.

Существует некоторая корреляция между измеренной величиной и ошибкой измерения: меньшие массы имеют тенденцию к меньшим ошибкам. Данный эффект делает результаты с меньшими массами более предпочтительными в объединении и приводит к систематическому смещению получаемой оценки. Для устранения этого применялась специальная итерационная процедура. При объединении трех измерений брались их статистические ошибки, пересчитанные до величин, соответствующих комбинированной массе, полученной при предыдущей итерации. Данная процедура повторялась, пока результат не сходиллся.

Используемая процедура комбинирования измерений тестировалась в псевдоэкспериментах, описанных в начале данного раздела. Полученные результаты представлены на рисунке 3.15. Никаких систематических смещений в результате объединения не наблюдалось, но в то же время сдвиг от единицы в ширинах пул-распределений говорит о недооценке получаемой статистической ошибки. Для компенсации этого полученная статистическая ошибка объединения поправлялась на фактор 1.15.

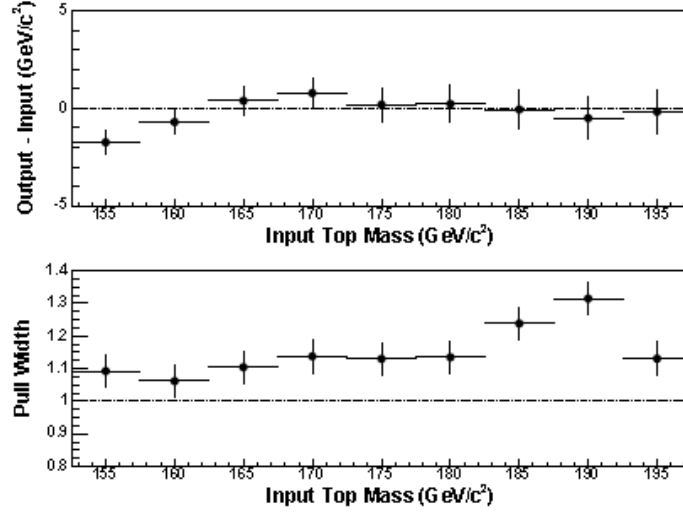


Рис. 3.15: Тесты процедуры объединения измерений. Верху показана зависимость сдвига  $\Delta M \equiv M_{\text{top}}^{\text{out}} - M_{\text{top}}^{\text{in}}$  vs.  $M_{\text{top}}^{\text{in}}$ . Внизу: ширины пул-распределений при различных  $M_{\text{top}}^{\text{in}}$ .

Метод	Результат ( $\text{ГэВ}/c^2$ )	Корреляция			Вес
		NWA	KIN	PHI	
<b>NWA</b>	$170.7_{-6.5}^{+6.9}$ (стат.) $\pm 4.6$ (сист.)	1.00 (1.00)	0.14 (0.32)	0.25 (0.40)	47%
<b>KIN</b>	$169.5_{-7.2}^{+7.7}$ (стат.) $\pm 4.0$ (сист.)		1.00 (1.00)	0.35 (0.46)	38%
<b>PHI</b>	$169.7_{-9.0}^{+8.9}$ (стат.) $\pm 4.0$ (сист.)			1.00 (1.00)	15%

Таблица 3.7: Значения массы топ-кварка, полученные NWA-, KIN- и PHI-методами, статистические (общие) корреляции между ними и веса данных значений в комбинации.

В результате объединения измерений, выполненных NWA-, KIN- и PNI-методами на DIL- и LTRK-выборках, получена следующая оценка массы топ-кварка:

$$M_{\text{top}} = 170.1 \pm 6.0 \text{ (стат.)} \pm 4.1 \text{ (сист.) ГэВ}/c^2 = 170.1 \pm 7.3 \text{ ГэВ}/c^2$$

Близкая расположенность трех измерений по сравнению с их ошибками дает малую величину  $\chi^2$  комбинации:  $\chi^2/\text{d.o.f.} = 0.017/2$ . Данный  $\chi^2$  соответствует  $p$ -величине 99%.

### 3.4 Обсуждение результатов

Объединение измерений, выполненных NWA-, KIN- и PNI-методами на DIL- и LTRK-выборках, дало следующую оценку для массы топ-кварка:

$$M_{\text{top}} = 170.1 \pm 6.0 \text{ (стат.)} \pm 4.1 \text{ (сист.) ГэВ}/c^2 = 170.1 \pm 7.3 \text{ ГэВ}/c^2.$$

Данный результат превосходит по точности предыдущие оценки, полученные на дилептонных событиях в Run I:  $167.4 \pm 10.3 \text{ (стат.)} \pm 4.8 \text{ (сист.) ГэВ}/c^2$  (CDF [62]) и  $168.4 \pm 12.3 \text{ (стат.)} \pm 3.6 \text{ (сист.) ГэВ}/c^2$  (DØ [65]).

Сравним наш результат с оценкой массы топ-кварка от наиболее точного при том же уровне накопленных данных измерения, выполненного в лептон-струи канале на CDF при интегральной светимости  $318 \text{ пб}^{-1}$ :  $M_{\text{top}} = 173.5^{+3.7}_{-3.6} \text{ (стат.)} \pm 1.3 \text{ (сист.) ГэВ}/c^2$  [66]. Совпадение в пределах ошибок оценок массы топ-кварка, полученных в разных каналах, позволяет сделать важный вывод о согласии со Стандартной моделью состава исследуемых выборок и об отсутствии признаков новой физики [49]. Вместе с тем необходимо отметить довольно большие ошибки измерений, наибольшей из которых является статистическая ошибка результата в дилептонном канале. При накоплении большего числа данных в Run II возможно проверить согласие со Стандартной моделью на новом уровне точности.

### 3.5 Выводы к главе 3

1. Применяя PNI-метод к дилептонной выборке эксперимента CDF, измерена масса топ-кварка. Результат составил (интегральная светимость

340 пб<sup>-1</sup>) [2, 49, 53]:

$$M_{\text{top}} = 169.7^{+8.9}_{-9.0} \text{ (стат.) } \pm 4.0 \text{ (сист.) ГэВ}/c^2 = 169.7 \pm 9.8 \text{ ГэВ}/c^2$$

Данный результат принадлежит к числу первых и одновременно к числу наиболее точных оценок массы топ-кварка, полученных на дилептонных событиях в начале Run II.

2. В результате объединения измерений, выполненных NWA-, KIN- и PHИ-методами на DIL- и LTRK-выборках, получена следующая оценка для массы топ-кварка:

$$M_{\text{top}} = 170.1 \pm 6.0 \text{ (стат.) } \pm 4.1 \text{ (сист.) ГэВ}/c^2 = 170.1 \pm 7.3 \text{ ГэВ}/c^2$$

Данный результат представлен в первой в Run II на CDF публикации по измерению массы топ-кварка на дилептонных событиях [49] и вошел в сборник Particle Data Group [67].

3. С целью измерения массы топ-кварка диссертантом было создано программное обеспечение, позволившее применить PHИ-метод измерения к дилептонной выборке эксперимента CDF. А именно, им был подготовлен комплекс программ, осуществляющих кинематический фит дилептонных событий и вычисляющих оценочную переменную  $m_{\text{rec}}$ . Результаты вычислений передавались для следующего этапа обработки информации, определения функции правдоподобия. Диссертант провел ряд исследований, позволивших оптимизировать методику измерения: найден вид наиболее эффективной функции правдоподобия и определен способ получения оценочной переменной из результатов кинематического фита.
4. Для проведения фита данных и оценки систематических ошибок измерения диссертантом были вычислены значения оценочной переменной  $m_{\text{rec}}$  событий дилептонной выборки, подготовлены необходимые шаблоны сигнала и фона. При его участии проводились тесты процедуры измерения в псевдоэкспериментах и оценки систематических погрешностей.

## Глава 4

# Измерение массы топ-кварка модифицированным РНІ-методом на лептон-трек выборке

В первом разделе данной главы описываются результаты исследований вариантов дальнейшего развития РНІ-метода [68]. На основе этих исследований была предложена модификация метода, позволившая уменьшить на  $\sim 20\%$  по сравнению с предыдущей методикой ожидаемую статистическую ошибку измерений. Данное улучшение было достигнуто путем учета в  $\chi^2$ -функционале, используемом при вычислении оценочной переменной, зависимости ширины распада топ-кварка от его массы. Также отметим использование в модифицированном функционале трансфер-функций  $b$ -кварков. Модифицированный РНІ-метод был успешно применен для измерений массы топ-кварка на лептон-трек выборке. Следующий раздел данной главы содержит детали измерения массы топ-кварка, выполненного модифицированным РНІ-методом на лептон-трек выборке (при интегральной светимости  $2.9 \text{ фб}^{-1}$ ). В конце главы проводится обсуждение полученных результатов.

### 4.1 Модификация РНІ-метода

#### 4.1.1 Использование зависимости ширины распада топ-кварка от его массы при вычислении оценочной переменной

Ширина распада топ-кварка принималась постоянной величиной в (3.7), и, таким образом, ее зависимость от массы не использовалась при вычислении

оценочной переменной. Нами исследовалось, насколько учет данной зависимости может улучшить точность измерения.

Для описания распадов  $W$ -бозонов и топ-кварков в  $\chi^2_{\text{constr}}$  были взяты распределения Брейта-Вигнера:

$$\begin{aligned} \chi^2_{\text{constr}} = & -2 \cdot \ln[\mathcal{P}_{\text{BW}}(m_{l_1\nu_1}|M_W, \Gamma_W)] - 2 \cdot \ln[\mathcal{P}_{\text{BW}}(m_{l_2\nu_2}|M_W, \Gamma_W)] \\ & - 2 \cdot \ln[\mathcal{P}_{\text{BW}}(m_{j_1l_1\nu_1}|m_t, \Gamma_t)] - 2 \cdot \ln[\mathcal{P}_{\text{BW}}(m_{j_2l_2\nu_2}|m_t, \Gamma_t)]. \end{aligned} \quad (4.1)$$

Здесь  $\mathcal{P}_{\text{BW}}$  — релятивистское распределение Брейта-Вигнера:

$$\mathcal{P}_{\text{BW}}(m_{\text{inv}}|M, \Gamma) \sim \frac{1}{(m_{\text{inv}}^2 - M^2)^2 + M^2\Gamma^2}. \quad (4.2)$$

При этом  $\Gamma_t$  является функцией  $m_t$  [69]:

$$\Gamma_t(m_t) = \frac{G_F}{8\sqrt{2}\pi} m_t^3 \left(1 - \frac{M_W^2}{m_t^2}\right)^2 \left(1 + 2\frac{M_W^2}{m_t^2}\right), \quad (4.3)$$

где  $G_F$  — константа Ферми. Рис. 4.1 иллюстрирует данную зависимость.

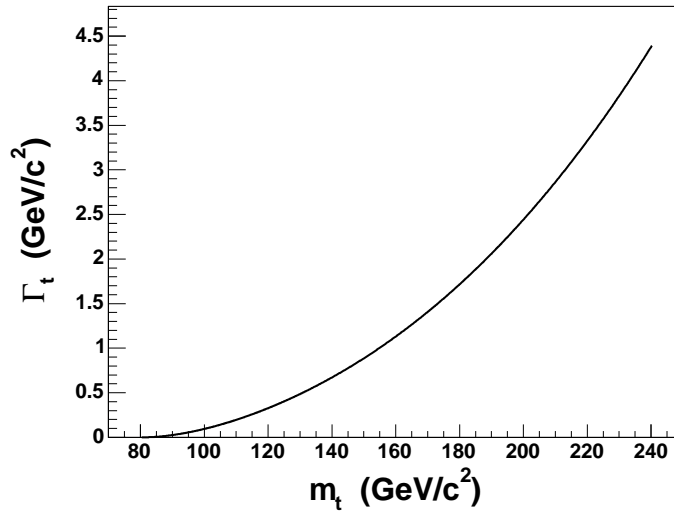


Рис. 4.1: Зависимость ширины распада топ-кварка от его массы согласно (4.3).

Поскольку  $m_t$  и  $\Gamma_t$  переменные в  $\chi^2_{\text{constr}}$ , мы не можем опустить нормировочный член для (4.2) при вычислении относящихся к распадам топ-кварков 3-его и 4-ого слагаемых в (4.1). Условие нормировки задается следующим образом:

$$\int \mathcal{P}_{\text{BW}}(m_{\text{inv}}|M, \Gamma) \cdot dm_{\text{inv}} = \text{Const}. \quad (4.4)$$

Отсюда можно получить следующее выражение для  $\mathcal{P}_{\text{BW}}$ :

$$\mathcal{P}_{\text{BW}}(m_{\text{inv}}|M, \Gamma) = \frac{M^2\Gamma}{(m_{\text{inv}}^2 - M^2)^2 + M^2\Gamma^2}. \quad (4.5)$$

Как это иллюстрирует рис. 4.2(a), такое распределение делает меньшие  $m_t$  более предпочтительными при фите. Также рассмотрим здесь другое выражение для  $\mathcal{P}_{\text{BW}}$ , при котором такое влияние на фит исключается (рис. 4.2(b)):

$$\mathcal{P}_{\text{BW}}(m_{\text{inv}}|M, \Gamma) = \frac{M^2\Gamma^2}{(m_{\text{inv}}^2 - M^2)^2 + M^2\Gamma^2}. \quad (4.6)$$

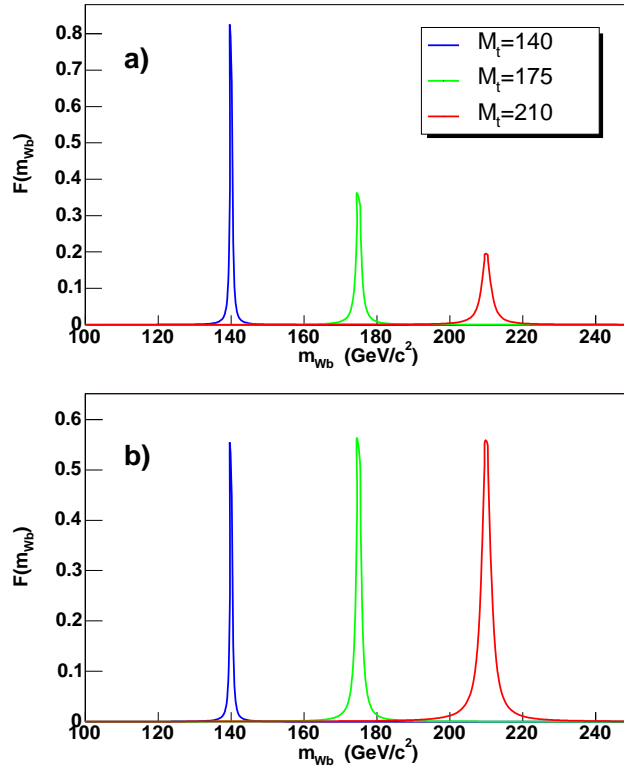


Рис. 4.2: Релятивистское распределение Брейта-Вигнера при значениях массы топ-кварка 140, 175, 210 ГэВ/ $c^2$ : а) как определено в (4.5), б) как определено в (4.6).

Определив два выражения для  $\mathcal{P}_{\text{BW}}$ , мы получили два возможных  $\chi^2$  (3.5) с переопределенным согласно (4.1)  $\chi_{\text{constr}}^2$ . Наш  $\chi^2$  с  $\mathcal{P}_{\text{BW}}$  как в (4.5) будем обозначать  $\chi_a^2$ . Для  $\chi^2$  с  $\mathcal{P}_{\text{BW}}$  как в (4.6) используем символ  $\chi_b^2$ . Очевидно соотношение:

$$\chi_a^2 = \chi_b^2 + 4 \cdot \ln(\Gamma_t) + 4 \cdot \ln(\Gamma_W). \quad (4.7)$$

Распределения возвращаемых фитом масс для этих двух случаев показаны на рис. 4.3. Данные распределения были получены на симулированных событиях. Здесь дополнительная информация от генератора события использовалась для разрешения неопределенностей в конфигурации и для получения точных значений импульсов частиц, которые были вводными процедуры минимизации. Как легко видеть, при использовании выражения (4.5) распределения смещены в сторону меньших масс по сравнению со значением исходной массы топ-кварка, в то время как, при (4.6) они хорошо соответствуют этой величине.

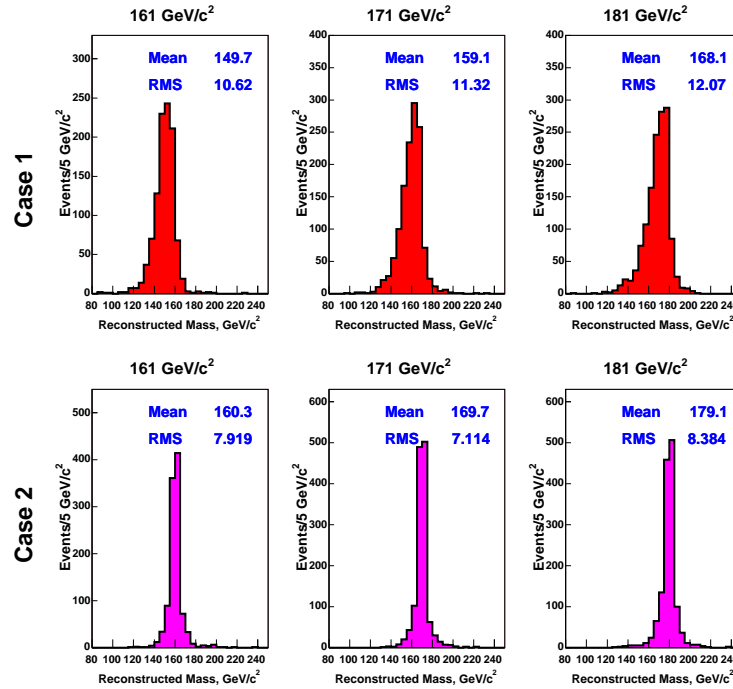


Рис. 4.3: Распределения масс, возвращаемых кинематическим фитом, при точных значениях 4-х импульсов частиц на входе. Использовались симулированные события при трех различных массах топ-кварка  $M_t = 161, 171, 181 \text{ ГэВ}/c^2$ .  $\chi^2_{\text{constr}}$  брался согласно (4.1) с выражениями для функции Брейта-Вигнера (4.5) (вверху) и (4.6) (внизу).

Заметим, что в случае  $\chi^2_a$  результат фита соответствует наиболее вероятному конечному состоянию частиц, которое может быть представлено в виде точки 9-мерного фазового пространства варьируемых переменных. Лучшей оценкой для массы топ-кварка должна быть наиболее вероятная масса, кото-



рую можно определить как максимум следующей функции:

$$\mathcal{P}(m_t) = \int \exp[-0.5 \cdot \chi_a^2] \cdot dp_z^{\nu_1} dp_z^{\nu_2} dP_T^{l_1} dP_T^{l_2} dP_T^{j_1} dP_T^{j_2} dUE^x dUE^y. \quad (4.8)$$

Минимизируя  $\chi_b^2$ , мы получаем конфигурации с массой  $m_t$  близкой к наиболее вероятной массе. Это происходит из-за наличия дополнительного по сравнению с  $\chi_a^2$  слагаемого  $-4 \cdot \ln(\Gamma_t)$ . В то же время стоило бы ожидать, что  $\chi_a^2$  окажется более эффективным при отборе и взвешивании конфигураций, т.к. здесь мы должны учитывать вероятности полученных конечных состояний.

Мы сравнили четыре стратегии получения, отбора и взвешивания конфигураций. Одна из них в точности повторяет исходную методику, описанную в предыдущей главе, три остальные представляют собой варианты с модифицированным  $\chi^2$  (см. табл. 4.1). Ожидаемая статистическая ошибка, полученная из большого числа псевдоэкспериментов, использовалась для определения лучшей стратегии. В псевдоэксперименте значения реконструированных масс ( $m_{\text{rec}}^n$ ,  $n = 1, \dots, N$ ) брались случайным образом согласно имеющемуся шаблону сигнала. Число событий в псевдоэксперименте  $N$  разыгрывалось согласно распределению Пуассона со средним, равным ожидаемому числу сигнальных событий в дилептонной выборке, соответствующей первым 340 пб<sup>-1</sup> накопленных данных (см. таб. 2.1). Каждый раз, используя функцию правдоподобия (3.15), мы получали измеренную массу  $M_{\text{top}}$  и ошибки  $e^+$ ,  $e^-$ . Нами строились пул-распределения, подобно описанным в разделе 3.2.2, с целью проверки правильности данной процедуры. Ожидаемая статистическая погрешность определялась как среднее симметризованной ошибки

$$e \equiv \frac{e^+ + e^-}{2} \quad (4.9)$$

в псевдоэкспериментах. Полученные значения при различных исходных массах топ-кварка для исследуемых стратегий фита, отбора и взвешивания конфигураций показаны на рис. 4.4. Как это видно из рисунка, наиболее оптимальная стратегия соответствует варианту, обозначенному как "*Case C*" в табл. 4.1. В этом случае мы можем ожидать улучшение около 20% для статистической ошибки измерения по сравнению с используемым ранее подходом ("*Case 0*" в табл. 4.1). Исходя из этого, нами был взят вариант "*Case C*" для

приложения к экспериментальным данным в измерении массы топ-кварка. В последующем мы будем подразумевать использование именно этого варианта, если иное не оговорено специально.

Вариант		Используемый $\chi^2$	
№	Обозначение	при фите	при отборе и взвешивании
1	Case 0	как в разделе 3.1	
2	Case A	$\chi_b^2$	$\chi_b^2$
3	Case B	$\chi_a^2$	$\chi_a^2$
4	Case C	$\chi_b^2$	$\chi_a^2$

Таблица 4.1: Рассматриваемые варианты получения, отбора и взвешивания конфигураций.

#### 4.1.2 Использование трансфер-функций $b$ -кварков

В качестве исходной экспериментальной информации об энергиях партонов после взаимодействия мы имеем измеренные в детекторе энерговыделения струй. Затем эти энергии поправляются на эффекты от неоднородности и нелинейности отклика калориметра, дополнительного вклада в энерговыделение из-за фона, потерь за конусом струи и т.д. Данные поправки предполагают, что струя произошла от "обобщенного" партона, т.е. они не учитывают специфику отдельных ароматов. Так струи от  $b$ -кварков в результате полулептонных распадов часто содержат мюоны и нейтрино, которые уносят энергию из калориметра. В этом случае энергия партона будет недооценена. Данный эффект не приводит к систематическому сдвигу результата в случае шаблонного метода и ранее нами не учитывался. В ряде других работ используются дополнительные поправки для энергий струй, в зависимости от предположения об инициировавших их партонах (например, [70]). Нами исследовалась возможность улучшить разрешение метода путем введения для  $b$ -кварков специальных трансфер-функций, позволяющих детально описать связь наблюдаемых и переменных на партонном уровне.

Определим трансфер-функцию  $\mathcal{F}_{\text{TF}}(P_T^{b\text{-quark}} | P_T^{\text{jet}}, |\eta^{\text{jet}}|)$  как плотность вероятности измерить значение поперечного импульса  $P_T^{\text{jet}}$  для струи, порожденной  $b$ -кварком с поперечным импульсом  $P_T^{b\text{-quark}}$ . В силу симметрий по

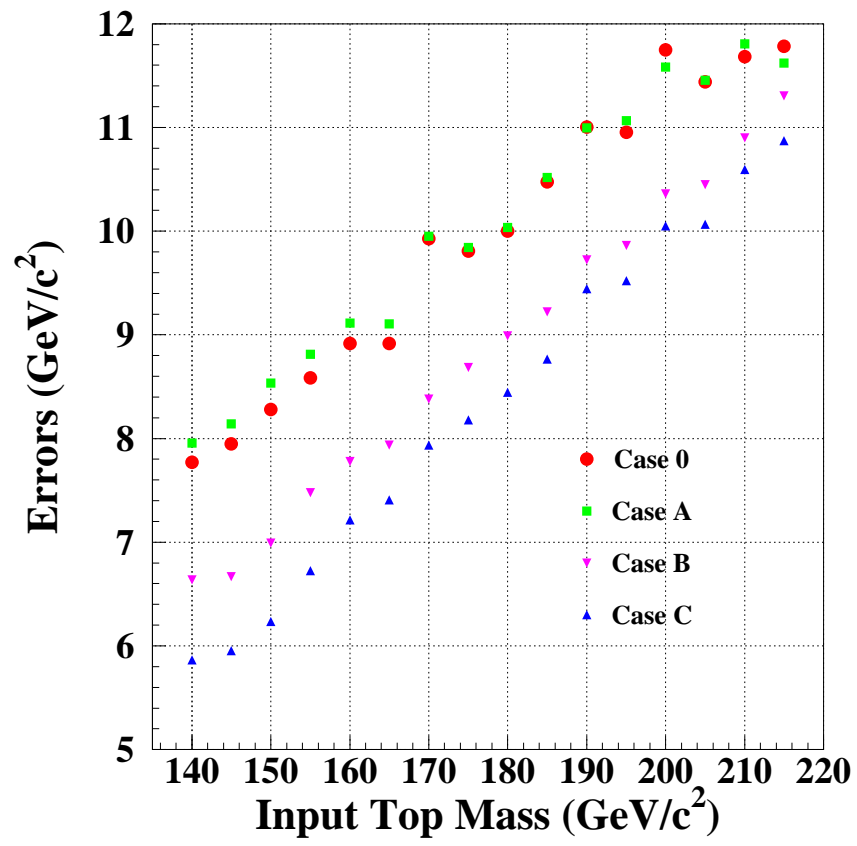


Рис. 4.4: Ожидаемая статистическая ошибка при различных исходных массах топ-кварка для 4-х стратегий фита, отбора и взвешивания конфигураций (см. табл. 4.1).

полярному и азимутальному углам зависимость  $\mathcal{F}_{\text{TF}}$  от направления струи сводится к зависимости от  $|\eta^{\text{jet}}|$ . Направление вылета  $b$ -кварка мы считаем равным измеренному и зависимость трансфер-функции от него во внимание не принимается.

Разобьем плоскость  $(P_T^{\text{jet}}, |\eta^{\text{jet}}|)$  на бины и в каждом бине отдельно определим трансфер-функцию  $[\mathcal{F}_{\text{TF}}^{k,m}(P_T^{b\text{-quark}}); k = 1, \dots, N_{P_T^{\text{jet}}}; m = 1, \dots, N_{|\eta^{\text{jet}}|}]$ . Аналогичным образом возможно построить трансфер-функцию  $\mathcal{W}_{\text{TF}}^{k,m}$  для переменной

$$\xi \equiv \frac{P_T^{b\text{-quark}} - P_T^{\text{jet}}}{P_T^{\text{jet}}}. \quad (4.10)$$

Связь функций задается следующим выражением:

$$\mathcal{F}_{\text{TF}}^{k,m}(P_T^{b\text{-quark}}) = \frac{1}{P_T^{\text{jet}}} \cdot \mathcal{W}_{\text{TF}}^{k,m}(\xi). \quad (4.11)$$

Для описания  $\mathcal{W}_{\text{TF}}^{k,m}$  мы использовали комбинацию из функции Ландау и двух гауссианов, задаваемой восемью параметрами  $\gamma_1^{k,m}, \dots, \gamma_8^{k,m}$ :

$$\mathcal{W}_{\text{TF}}^{k,m}(\xi) = \mathcal{W}_{\text{TF}}(\xi | \gamma^{k,m}), \quad (4.12)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{W}_{\text{TF}}(\xi | \gamma) = & \frac{\gamma_7 \gamma_6}{\sqrt{2\pi} \gamma_2} e^{-0.5(\frac{\xi - \gamma_1}{\gamma_2} + \exp(-\frac{\xi - \gamma_1}{\gamma_2}))} + \frac{\gamma_7(1 - \gamma_6)}{\sqrt{2\pi} \gamma_5} e^{-0.5(\frac{\xi - \gamma_4}{\gamma_5})^2} + \\ & + \frac{(1 - \gamma_7)}{\sqrt{2\pi} \gamma_3} e^{-0.5(\frac{\xi - \gamma_8}{\gamma_3})^2}. \end{aligned} \quad (4.13)$$

Наборы параметров  $\gamma^{k,m}$  были получены из требования минимума следующих функционалов:

$$\chi_{\text{TF}}^{2\ k,m}(\gamma) = -2 \cdot \sum_{i=1}^{N^{k,m}} \frac{1}{n^m(P_T^{b\text{-quark } i})} \cdot \ln[\mathcal{W}_{\text{TF}}(\xi^i | \gamma)]. \quad (4.14)$$

Здесь суммирование проводится по отобраным из симулированных событий  $b$ -кваркам, породившим струи, характеристики которых попадают в бин плоскости  $(P_T^{\text{jet}}, |\eta^{\text{jet}}|)$ , задаваемый индексами  $k, m$ . Величина обратная значению плотности  $b$ -кварков  $n^m(P_T^{b\text{-quark}})$  определяет вес для получения трансфер-функций, соответствующих равномерному по  $P_T^{b\text{-quark}}$  распределению.

Мы задавали три  $|\eta^{\text{jet}}|$ -интервала:  $|\eta^{\text{jet}}| < 0.7$ ,  $0.7 < |\eta^{\text{jet}}| < 1.3$  и  $1.3 < |\eta^{\text{jet}}| < 2.0$ . Разбиение на бины шириной 10 ГэВ/с использовалось для  $P_T^{\text{jet}}$  от 30 ГэВ/с

до 190 ГэВ/с при  $|\eta^{\text{jet}}| < 0.7$ , до 150 ГэВ/с при  $0.7 < |\eta^{\text{jet}}| < 1.3$  и до 110 ГэВ/с при  $1.3 < |\eta^{\text{jet}}| < 2.0$ . Также дополнительные бины задавались для  $P_T^{\text{jet}}$  больше или меньше данных значений. Примеры полученных функций показаны на рис. 4.5.

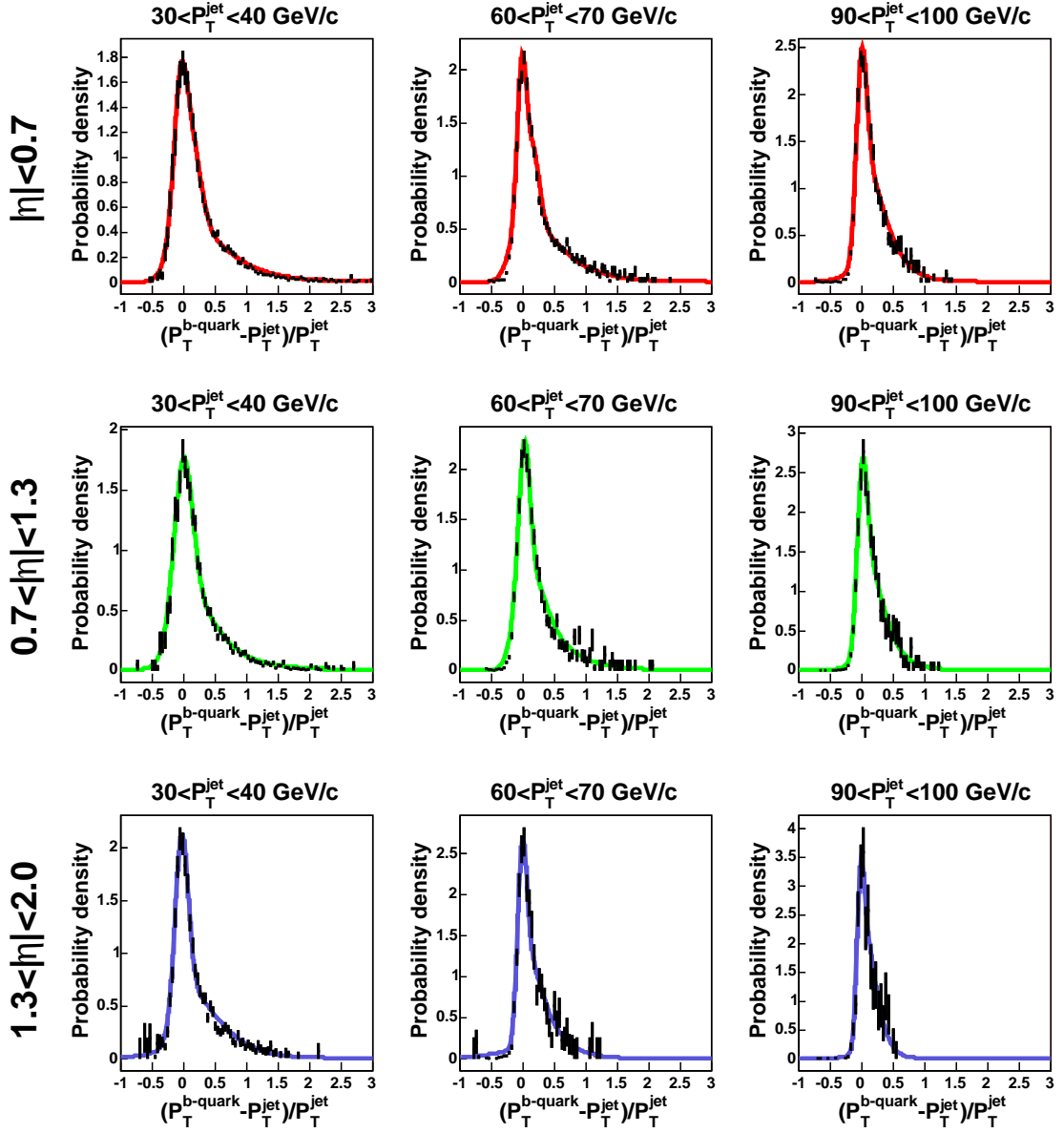


Рис. 4.5: Примеры трансфер-функций  $W_{\text{TF}}^{k,m}(\xi)$ . Точки с ошибками определены с использованием симулированных  $t\bar{t}$ -событий. Сплошной линией показаны фитирующие функции (4.13).

С учетом полученного набора трансфер-функций переопределим  $\chi_{\text{res}}^2$  в

(3.5):

$$\chi_{\text{res}}^2 = \sum_{l=1}^2 \frac{(P_T^l - \widetilde{P}_T^l)^2}{\sigma_{P_T}^l{}^2} - \sum_{j=1}^2 2 \cdot \ln[\mathcal{W}_{\text{TF}}^{k(j),m(j)}(\xi^j)] + \sum_{i=x,y} \frac{(UE^i - \widetilde{UE}^i)^2}{\sigma_{UE}^i{}^2}. \quad (4.15)$$

Нами сравнивались ожидаемые статистические ошибки, соответствующие  $\chi_{\text{res}}^2$  как в (3.6) и как в (4.15). Для этого, подобно описанному в предыдущем разделе, проводились псевдоэксперименты. Число событий в отдельном псевдоэксперименте разыгрывалось согласно распределению Пуассона со средним, равным ожидаемому числу сигнальных событий в лептон-трек выборке, соответствующей  $1 \text{ фб}^{-1}$  накопленных данных. Для проверки правильности получаемых значений масс и их ошибок нами строились пул-распределения. Ожидаемые статистические ошибки для различных исходных масс топ-кварка показаны на рис. 4.6. Как это видно из рисунка, использование трансфер-функций не приводит к ощутимому улучшению в разрешении метода. Наблюдалось только небольшое ( $\sim 1\%$ ) уменьшение величины ожидаемой статистической ошибки.

При применении метода на экспериментальных данных (см. раздел 4.2) мы использовали  $\chi_{\text{res}}^2$  как в (4.15), т.е. включающий трансфер-функции. В последующем мы будем подразумевать именно этот  $\chi_{\text{res}}^2$ , если иное не оговорено специально.

## 4.2 Измерение массы топ-кварка на лептон-трек выборке

В данном разделе приводятся детали измерения массы топ-кварка, выполненного модифицированным РНІ-методом на лептон-трек выборке при интегральной светимости  $2.9 \text{ фб}^{-1}$  [3, 4, 71, 72, 73]. Перечислим основные отличия этого измерения от описанного в предыдущей главе:

- Большой объем накопленных данных позволил существенно увеличить (примерно в 9 раз) статистический материал.
- Для измерения использовалась лептон-трек выборка событий.

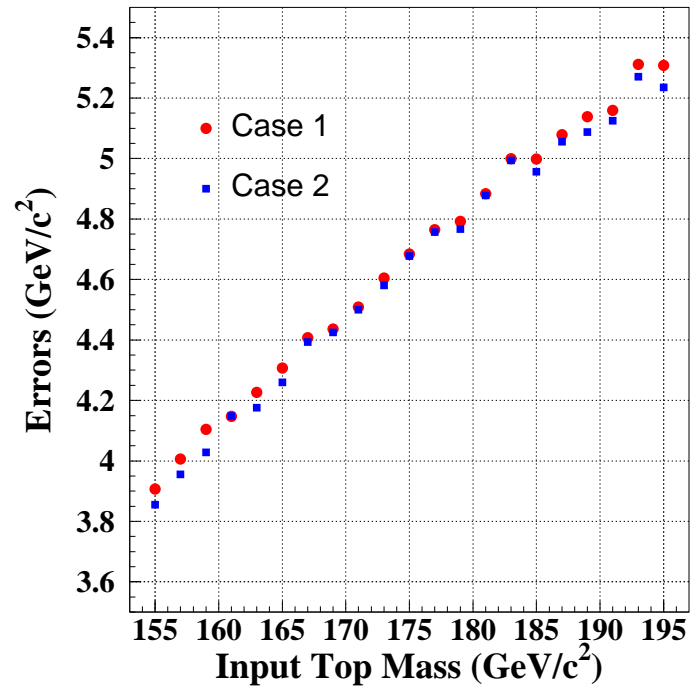


Рис. 4.6: Ожидаемые статистические ошибки для различных исходных масс топ-кварка, соответствующие  $\chi^2_{\text{res}}$  без трансфер-функций (3.6) (*Case 1*) и с их использованием (4.15) (*Case 2*).

- Использовался модифицированный РНІ-метод (см. раздел 4.1). Улучшенная методика уменьшила примерно на 20% ожидаемую статистическую ошибку измерения.
- Улучшенное моделирование событий позволило более детально учитывать особенности установки CDF, что уменьшило систематические погрешности измерений.
- Поскольку при данном уровне накопленных данных систематическая погрешность уже сравнима со статистической, становится важным более детально проводить анализ влияния различных источников неопределенности на результат. В связи с этим были использованы новые подходы в анализе систематических погрешностей, вызванных наиболее важными источниками неопределенности, также оценивалось влияние на результат некоторых новых источников.

#### 4.2.1 Сигнальные и фоновые функции плотности вероятности

При определении функции плотности вероятности сигнальных событий  $f_s(m_{\text{rec}}|M_t, \alpha)$  были использованы наборы симулированных  $t\bar{t}$ -событий для масс топ-кварка от 155 ГэВ/ $c^2$  до 195 ГэВ/ $c^2$  и шагом 2 ГэВ/ $c^2$ . Значения  $m_{\text{rec}}$  вычислялись для событий, прошедших LTRK-критерии отбора (см. раздел 2.2.1). Затем данные значения заносились в гистограммы для каждой массы  $t$ -кварка. В результате был получен набор из 21-ой шаблонной гистограммы (см. рис. 4.7). Для описания  $f_s(m_{\text{rec}}|M_t, \alpha)$  нами использовалась комбинация из функции Ландау и двух гауссианов с линейной зависимостью их параметров от  $M_t$ :

$$f_s(m_{\text{rec}}|M_t, \alpha) = \frac{c_1 p_6}{\sqrt{2\pi} p_2} e^{-0.5(\frac{m_{\text{rec}} - p_1}{p_2} + \exp(-\frac{m_{\text{rec}} - p_1}{p_2}))} + \quad (4.16)$$

$$+ \frac{c_1(1 - p_6)}{\sqrt{2\pi} p_5} e^{-0.5(\frac{m_{\text{rec}} - p_4}{p_5})^2} + \frac{(1 - c_1)}{\sqrt{2\pi} p_3} e^{-0.5(\frac{m_{\text{rec}} - c_2}{p_3})^2},$$

где  $p_k = \alpha_k + \alpha_{k+6} \cdot M_t$ ;  $k = 1, \dots, 6$ . Константы  $c_1$  и  $c_2$  были взяты таким образом, чтобы отразить особенности формы шаблонных распределений в используемой параметризации. Затем параметры  $(\alpha_i, i = 1, \dots, 12)$  находились из фита набора шаблонов функцией (4.16).



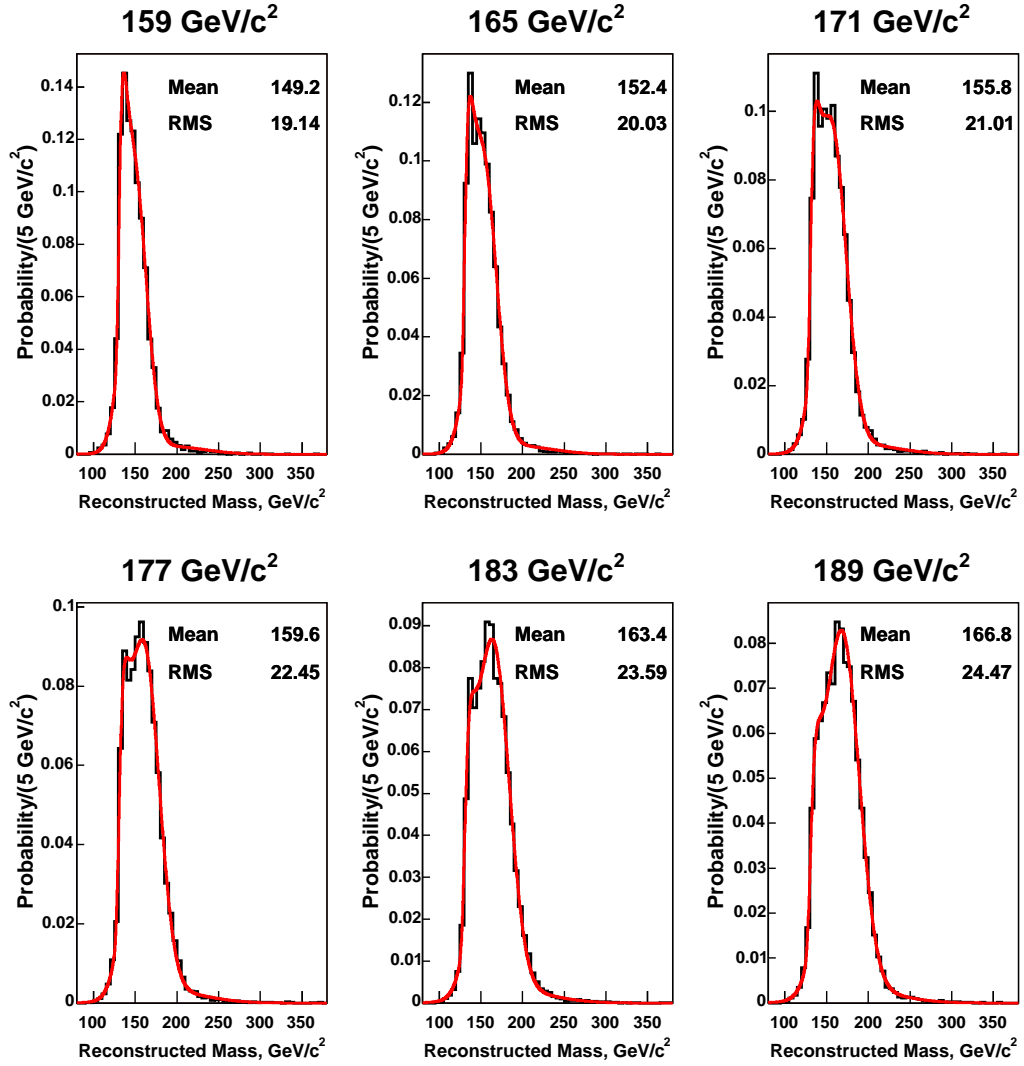


Рис. 4.7: Измерение массы топ-кварка модифицированным РН-методом на лептон-трек выборке. Примеры шаблонных распределений для сигнала при различных значениях масс топ-кварка. Линией показан результат фита набора шаблонов функцией (4.16).

При определении  $f_b(m_{\text{rec}}|\beta)$  нами принимались во внимание следующие фоновые процессы: Дрелл-Ян, рождение двух бозонов, "ложные" события. Для них строились шаблонные гистограммы. Шаблоны для процессов Дрелл-Яна и рождения двух бозонов были получены с помощью наборов симулированных событий для данных процессов. При определении шаблона "ложных" событий использовались реальные события, взвешенные в соответствии с вероятностью одной из струй быть ошибочно зарегистрированной как лептон [74]. Общий шаблон был построен суммированием полученных гистограмм с весами, равными ожидаемым вкладам соответствующих процессов в экспериментальную выборку (см. таб. 4.2). Для описания формы  $f_b(m_{\text{rec}}|\beta)$  нами использовалась комбинация из двух функций Ландау и гауссиана:

$$f_b(m_{\text{rec}}|\beta) = \frac{k_1\beta_6}{\sqrt{2\pi}\beta_2} e^{-0.5(\frac{m_{\text{rec}}-\beta_1}{\beta_2} + \exp(-\frac{m_{\text{rec}}-\beta_1}{\beta_2}))} + \quad (4.17)$$

$$+ \frac{k_1(1-\beta_6)}{\sqrt{2\pi}\beta_5} e^{-0.5(\frac{m_{\text{rec}}-\beta_4}{\beta_5})^2} +$$

$$+ \frac{(1-k_1)}{\sqrt{2\pi}\beta_3} e^{-0.5(\frac{m_{\text{rec}}-k_2}{\beta_3} + \exp(-\frac{m_{\text{rec}}-k_2}{\beta_3}))}.$$

Константы  $k_1$  и  $k_2$  были взяты таким образом, чтобы отразить особенности формы шаблона в используемой параметризации. Затем параметры  $(\beta_j, j = 1, \dots, 6)$  находились из фита суммарного шаблонного распределения функцией (4.17) (см. рис. 4.8).

#### 4.2.2 Тесты в псевдоэкспериментах

Процедура измерения тестировалась в псевдоэкспериментах для интервала масс  $[159, 191]$  ГэВ/ $c^2$ . В этих тестах фоновые события примешивались к сигнальным. Количества сигнала и фона в каждом отдельном псевдоэксперименте разыгрывались согласно распределений Пуассона со средними, равными ожидаемым числам данных событий в выборке (см. таб. 4.2). Значения реконструированных масс  $(m_{\text{rec}}^n, n = 1, \dots, N)$  в каждом отдельном псевдоэксперименте брались случайным образом согласно имеющимся шаблонам сигнала (для сигнальных событий) или суммарного фона (для фоновых событий). Каждый раз, используя функцию правдоподобия (3.15), мы получали измеренную массу  $M_{\text{top}}$  и ошибки  $e^+$ ,  $e^-$ .

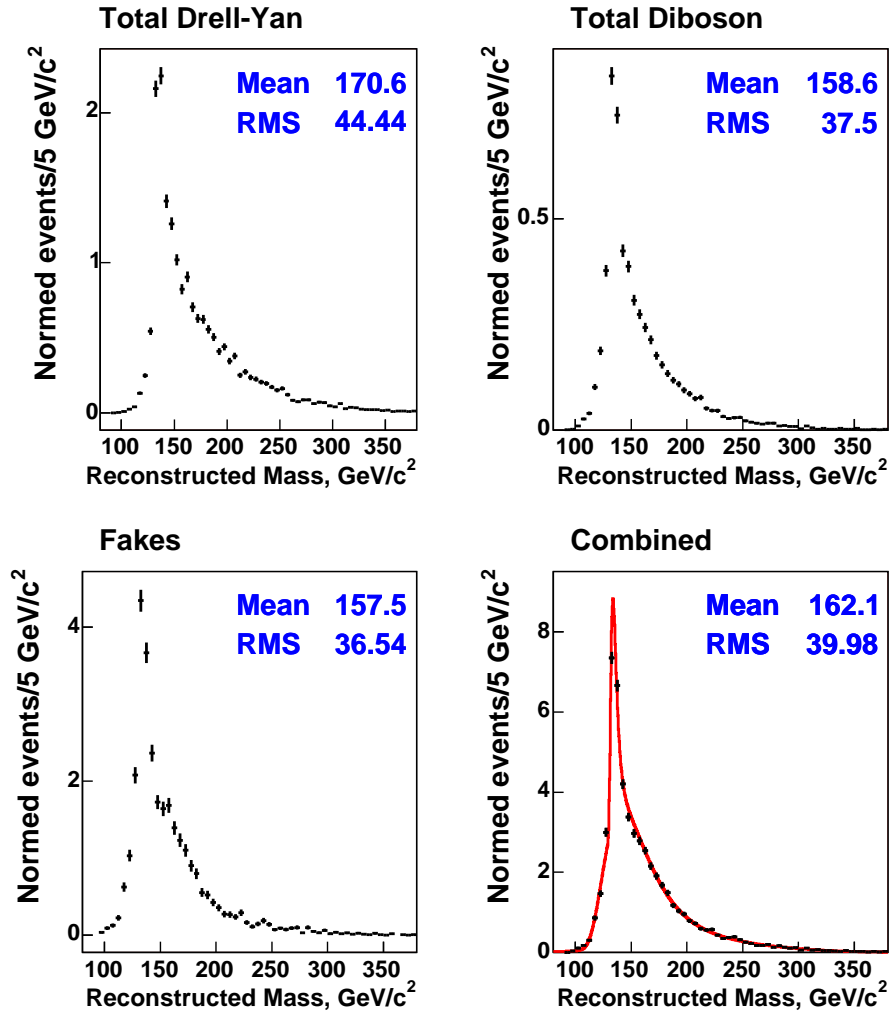


Рис. 4.8: Измерение массы топ-кварка модифицированным РН-методом на лептон-трек выборке. Шаблонные распределения для фоновых процессов: Дрелл-Ян, рождение двух бозонов и "ложные" события, а также суммарный фоновый шаблон. Линией показан результат фита суммарного шаблона функцией (4.17).

<b>LTRK-выборка</b>	
Интегральная светимость	2.9 фб <sup>-1</sup>
$t\bar{t}$	162.6±5.1
$q\bar{q} \rightarrow Z/\gamma^* \rightarrow e^+e^-$	20.8±6.0
$q\bar{q} \rightarrow Z/\gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^-$	9.1±3.1
$q\bar{q} \rightarrow Z/\gamma^* \rightarrow \tau^+\tau^-$	19.6±2.4
$WW$	10.5±1.0
$WZ$	3.8±0.3
$ZZ$	0.9±0.1
"Ложные" события	80.2±15.7
Суммарный фон	145.0±17.3
Ожидаемое число событий	307.6±18.8
Наблюдаемое число событий	328

Таблица 4.2: Ожидаемое содержание сигнальных и фоновых событий, наблюдаемое число событий для лептон-трек выборки при интегральной светимости 2.9 фб<sup>-1</sup>. Ожидаемое число сигнальных событий получено в предположении сечения рождения  $t\bar{t}$ -пары равным 6.7 пб и массы топ-кварка равной 175 ГэВ/ $c^2$ .

Для теста на возможный систематический сдвиг мы проводили несколько тысяч псевдоэкспериментов и вычисляли массу на выходе нашей процедуры измерения ( $M_{\text{top}}^{\text{out}}$ ) как медиану распределения полученных масс. Затем значение  $M_{\text{top}}^{\text{out}}$  сравнивалось с массой топ-кварка ( $M_{\text{top}}^{\text{in}}$ ), соответствующей сигнальному шаблону, с которым генерировались псевдоэксперименты. Как это видно на рис. 4.9(вверху), зависимость  $M_{\text{top}}^{\text{out}}$  от  $M_{\text{top}}^{\text{in}}$  имеет наклон совместимый в пределах ошибки с единицей. В то же время зависимость переменной  $\Delta M \equiv M_{\text{top}}^{\text{out}} - M_{\text{top}}^{\text{in}}$  от  $M_{\text{top}}^{\text{in}}$  (см. рис. 4.9(внизу)) показывает наличие небольшого постоянного сдвига в измерениях. Для его компенсации мы поправляем результат фита экспериментальных данных на +0.13 ГэВ/ $c^2$ .

Для проверки корректности получаемых ошибок нами строились пул-распределения. Значение пула в псевдоэксперименте определялось следующим образом:

$$\text{pull} = \frac{M_{\text{top}} - M_{\text{top}}^{\text{in}}}{e'}, \quad (4.18)$$

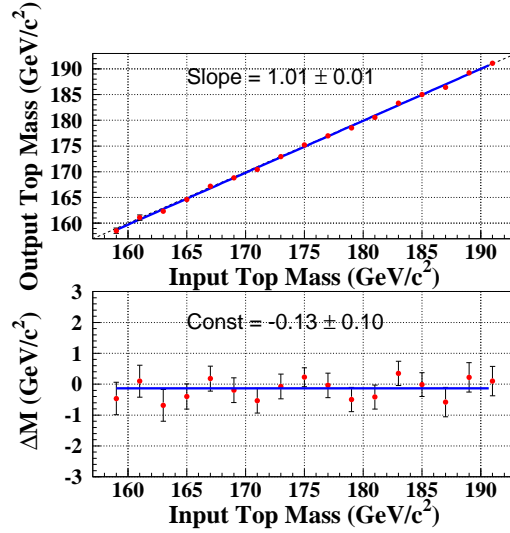


Рис. 4.9: Измерение массы топ-кварка модифицированным РН-методом на лептон-трек выборке. Тесты функции правдоподобия  $\mathcal{L}$  в псевдоэкспериментах. Вверху: зависимость  $M_{\text{top}}^{\text{out}}$  vs.  $M_{\text{top}}^{\text{in}}$  (см. в тексте определение переменных). Пунктирная линия на рисунке соответствует несмещенной оценке ( $M_{\text{top}}^{\text{out}} = M_{\text{top}}^{\text{in}}$ ). Сплошная линия показывает результат фита линейной зависимостью в интервале масс  $[159, 191]$  ГэВ/ $c^2$ . Внизу: зависимость сдвига  $\Delta M \equiv M_{\text{top}}^{\text{out}} - M_{\text{top}}^{\text{in}}$  vs.  $M_{\text{top}}^{\text{in}}$ .

где

$$e' = \begin{cases} e^+, & \text{если } M_{\text{top}} < M_{\text{top}}^{\text{in}} \\ e^-, & \text{если } M_{\text{top}} > M_{\text{top}}^{\text{in}} \end{cases}. \quad (4.19)$$

Примеры распределений приведены на рис. 4.10. Как это можно видеть, они имеют форму гауссиана. Среднее и ширина пул-распределений в зависимости от  $M_{\text{top}}^{\text{in}}$  показаны на рис. 4.11. Сдвиг от единицы в ширинах говорит о недооценке ошибок измерений. Для компенсации полученные при фите экспериментальных данных ошибки будут нами поправляться на фактор 1.009.

Дополнительные тесты проводились на "слепых" наборах событий (см. раздел 3.2.2). Полученные  $\Delta M$  для различных "слепых" наборов представлены в таблице 4.3. Можно заключить, что эти результаты вполне совместимы с результатами предыдущих тестов.

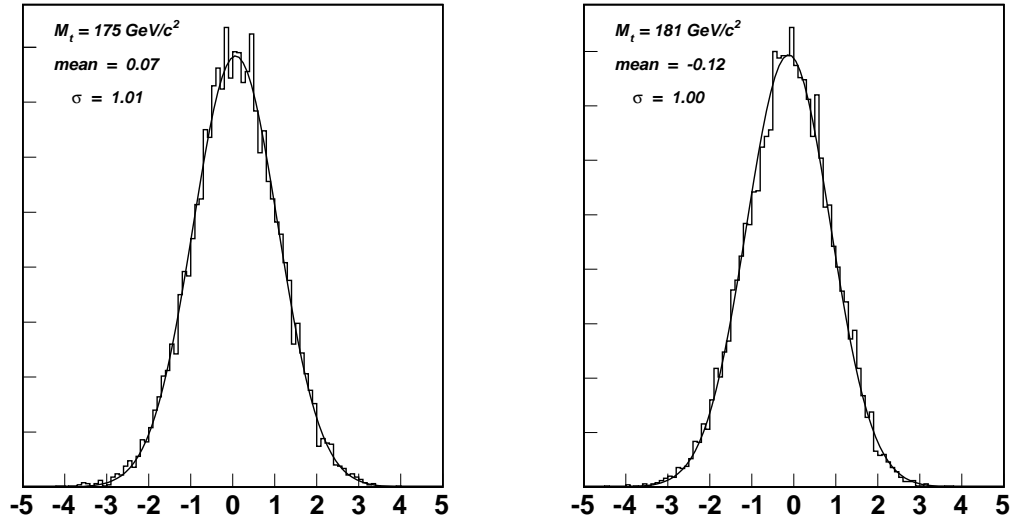


Рис. 4.10: Измерение массы топ-кварка модифицированным РНИ-методом на лептон-трек выборке. Тесты функции правдоподобия  $\mathcal{L}$  в псевдоэкспериментах. Примеры пул-распределений. Приведены распределения для исходных масс  $M_{\text{top}}^{\text{in}}$ , равных 175 ГэВ/ $c^2$  (слева) и 181 ГэВ/ $c^2$  (справа). Сплошная линия соответствует результату фита функцией Гаусса.

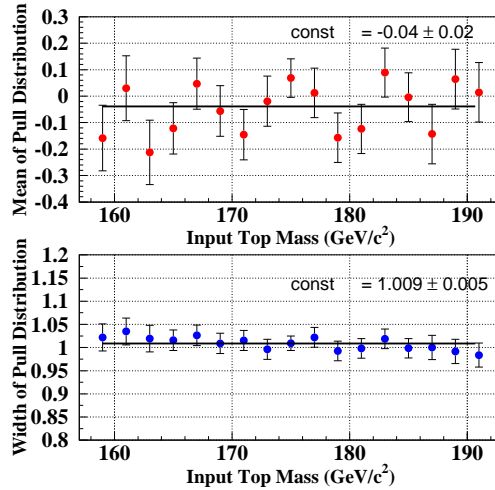


Рис. 4.11: Измерение массы топ-кварка модифицированным РНИ-методом на лептон-трек выборке. Тесты функции правдоподобия  $\mathcal{L}$  в псевдоэкспериментах. Среднее (вверху) и ширина (внизу) пул-распределений в зависимости от исходной массы  $M_{\text{top}}^{\text{in}}$ . Сплошные линии на рисунках соответствуют средним значениям величин для интервала масс [159,191] ГэВ/ $c^2$ .

$\Delta M, \text{ГэВ}/c^2$
$0.6 \pm 1.2$
$-0.4 \pm 1.2$
$1.4 \pm 1.2$
$-0.9 \pm 1.2$
$0.3 \pm 1.2$
$1.4 \pm 1.2$
$0.3 \pm 1.2$
$0.0 \pm 1.2$
$-0.6 \pm 1.2$
$0.6 \pm 1.2$

Таблица 4.3: Измерение массы топ-кварка модифицированным РН-методом на лептон-трек выборке. Тесты функции правдоподобия  $\mathcal{L}$  в псевдоэкспериментах. Сдвиг  $\Delta M \equiv M_{\text{top}}^{\text{out}} - M_{\text{top}}^{\text{in}}$  для "слепых" наборов событий.

### 4.2.3 Результат фита данных

На следующем этапе протестированная нами процедура измерения применялась непосредственно к полученным данным. Результаты измерения приведены в таблице 4.4. Экспериментальное распределение используемой оценочной переменной  $m_{\text{тес}}$  и вид полученной функции правдоподобия показаны на рисунке 4.12. Из псевдоэкспериментов было определено, что вероятность получить наблюдаемые или еще более лучшие ошибки измерения равна 82% (см. рис. 4.13). Эти псевдоэксперименты проводились при исходной массе топ-кварка  $165 \text{ ГэВ}/c^2$ . Общее число событий в них было фиксировано и равнялось числу наблюдаемых событий в лептон-трек выборке.

### 4.2.4 Систематические погрешности измерения

Общая процедура оценки систематической ошибки измерения описана в разделе 3.2.4. Поскольку при данном уровне накопленных данных систематическая погрешность уже сравнима со статистической, становится важным более детально проводить анализ влияния различных источников неопределенности на результат. В связи с этим были использованы новые подходы в анализе систематических погрешностей от ряда важных источников неопределенности, также оценивалось влияние на результат некоторых новых источников.

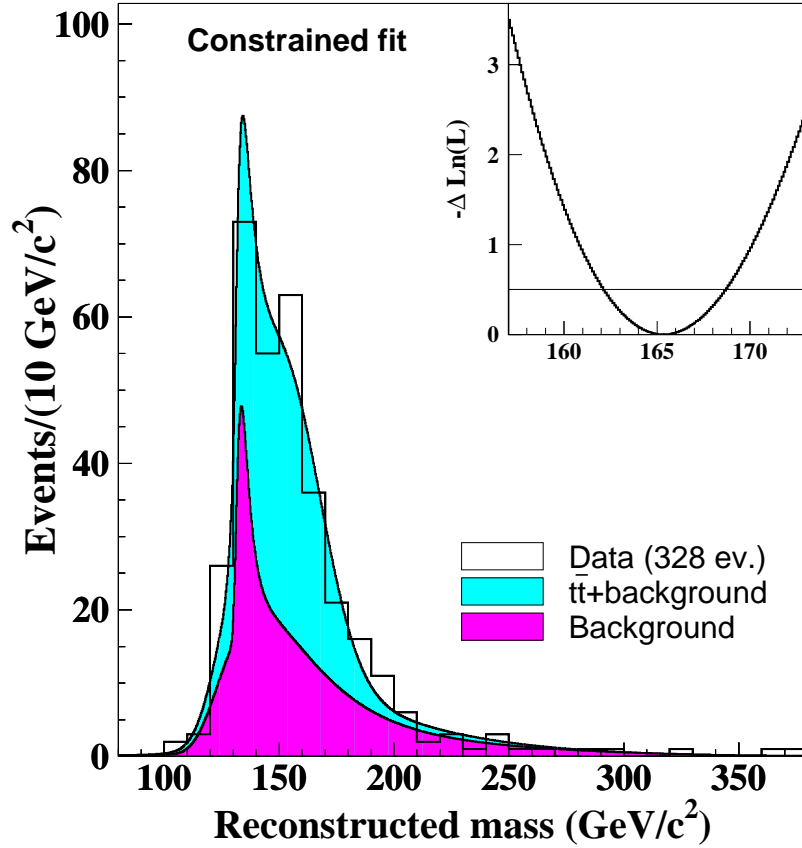


Рис. 4.12: Измерение массы топ-кварка модифицированным РНІ-методом на лептон-трек выборке. Фит данных. Гистограмма показывает распределение используемой оценочной переменной  $m_{\text{rec}}$  для событий лептон-трек выборки. Закрашенные области соответствуют перенормированным на число событий (см. таб. 4.4) функциям плотности вероятности величины  $m_{\text{rec}}$  для фона и суммы сигнала и фона. Во вставке показана зависимость функции  $-\ln(\mathcal{L}/\mathcal{L}_{\text{max}})$  от массы топ-кварка. Измеренная масса  $M_{\text{top}}$  соответствует минимуму данной функции. Ошибки измерения  $e^+$  и  $e^-$  оцениваются как величины интервалов справа и слева от  $M_{\text{top}}$ , на которых функция  $-\ln(\mathcal{L}/\mathcal{L}_{\text{max}})$  увеличивается на 0.5.



Выборка	
Число событий	328
Ожидаемое число фоновых событий, $n_b^{\text{exp}}$	$145.0 \pm 17.3$
Результаты фита данных	
Число сигнальных событий, $n_s$	$181.4^{+21.9}_{-21.3}$
Число фоновых событий, $n_b$	$146.1^{+15.1}_{-15.0}$
Масса топ-кварка, $M_{\text{top}}$	$165.5^{+3.4}_{-3.3}$

Таблица 4.4: Измерение массы топ-кварка модифицированным РН-методом на лептон-трек выборке. Характеристики экспериментальной выборки и результаты фита данных. Результат для  $M_{\text{top}}$  показан с учетом коррекций (см. раздел 4.2.2).

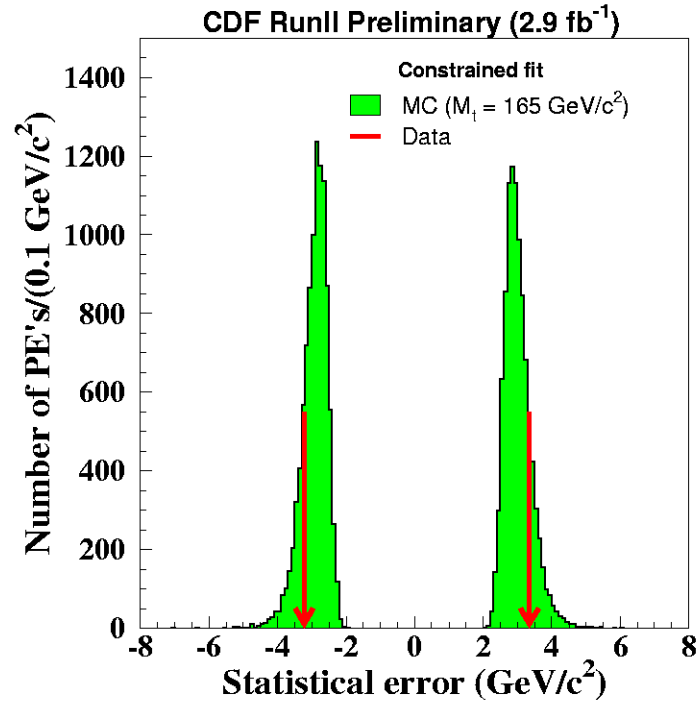


Рис. 4.13: Измерение массы топ-кварка модифицированным РН-методом на лептон-трек выборке. Сравнение полученных из фита данных ошибок  $e^+$  и  $e^-$  с результатами псевдо-экспериментов при исходной массе топ-кварка  $165 \text{ ГэВ}/c^2$ .

Источник одной из самых больших систематических погрешностей связан с неопределенностями модели измерения энергии адронных струй. Оценка влияния данных неопределенностей на результат измерения проводилась аналогично описанному в разделе 3.2.4. Полученное значение для общей погрешности шкалы энергий адронных струй приведено в таблице 4.5.

Дополнительная погрешность связана с неопределенностями модели измерения энергий струй, инициированных  $b$ -кварками. Данная систематическая погрешность происходит от трех основных источников: неопределенность модели фрагментации  $b$ -струи, влияние неопределенностей модели полулептонных распадов  $b$ -адронов, неопределенность модели цветового потока  $b$ -струи, появившейся в результате распада  $t$ -кварка [57]. Оценка влияния первого из перечисленных источников выполнялась на основе анализа результатов от сетов псевдоэкспериментов для специально построенных шаблонов сигнала, соответствующих различным моделям фрагментации. Эти модели были получены из фита данных экспериментов LEP [75] и SLD [76]. Для оценки влияния двух других источников строились шаблоны сигнала при сдвинутых на  $\pm 1$  стандартное отклонение брэнчингах полулептонных распадов  $b$ -адронов или при смещенной шкале энергий  $b$ -струй. Как и в предыдущем случае, оценка погрешности выполнялась на основе анализа результатов от сетов псевдоэкспериментов с данными шаблонами. Общая погрешность шкалы энергий  $b$ -струй получалась как квадратичная сумма полученных погрешностей для отдельных источников (см. табл. 4.5).

Погрешность от неопределенности шкалы энергий лептонов изучалась путем введения сдвига  $\pm 1\%$  для  $P_T$  лептонов [77]. Полученное значение для данной погрешности приведено в таблице 4.5.

Для оценки погрешности, связанной с выбором генератора событий, сравнивались результаты псевдоэкспериментов для сигнального шаблона, полученного с номинальным генератором (PYTHIA), и для аналогичного сигнального шаблона, полученного с другим генератором событий (HERWIG). За величину данной погрешности была взята разница между медианами распределений восстановленных масс для этих двух сетов псевдоэкспериментов (см. табл. 4.5).

Еще одна систематическая погрешность связана с неопределенностями мо-

дели излучения в начальном и конечном состояниях (IFSR). Для оценки данной погрешности сравнивались результаты псевдоэкспериментов для сигнальных шаблонов, построенных при двух различных установках КХД-параметров, определяющих эволюцию партонного ливня. Данные установки были получены из сравнения данных CDF для процессов Дрелл-Яна и моделирования [57]. Т.к. природа ISR и FSR одинакова, параметры, контролирующие данные процессы при моделировании, изменялись одновременно. Полученные оценки для IFSR-погрешности приведены в таблице 4.5.

Систематическая погрешность, связанная с выбором функции распределения партонов (PDF), оценивалась путем сравнения результатов для двух различных групп структурных функций: CTEQ5L [59] и MRST72 [60]. Кроме этого сравнивались PDF, соответствующие двум различным значениям  $\Lambda_{\text{QCD}}$ : MRST72 и MRST75. Также оценивалась ошибка, связанная с неопределенностью структурной функции внутри одной группы. Для этого строились сигнальные шаблоны при вариации на  $\pm 1$  стандартное отклонение каждого из 20 собственных векторов CTEQ6M-группы. Общая систематическая ошибка, связанная с неопределенностями структурных функций, была получена квадратичным суммированием полученных погрешностей (см. табл. 4.5).

При генерации используемых нами наборов моделированных событий принималась вероятность множественных взаимодействий при пересечении сгустков частиц (event pileup), реально отвечающая только первой части набранных данных (интегральная светимость  $1.2 \text{ фб}^{-1}$ ). Возросшая светимость Тэватрона увеличила значение данной вероятности. Влияние данного эффекта на результат оценивалось из анализа результатов сетов псевдоэкспериментов, выполненных на сигнальных шаблонах, отвечающих различному числу вершин в событии. Полученная оценка для погрешности из-за профиля светимости приведена в таблице 4.5.

Другая систематическая погрешность связана с неопределенностями фракций различных фоновых процессов в экспериментальной выборке. Эта погрешность оценивалась отдельно для каждого фонового процесса. Для этого проводились сетов псевдоэксперименты с шаблонами фона, построенными при вариации на  $\pm 1$  стандартное отклонение вклада выбранного фона. На основе результатов от сетов псевдоэкспериментов определялась системати-

ческая ошибка, связанная с данным фоном. Общая ошибка была получена квадратичным суммированием погрешностей, определенных для имеющихся фоновых процессов (Дрелл-Ян, "ложные" события, дибозоны) (см. табл. 4.5).

Также для двух наиболее существенных фоновых процессов ("ложные" события и Дрелл-Ян) были определены погрешности из-за неопределенностей формы их шаблонов. Альтернативные формы шаблона "ложных" событий получались при других наклонах зависимости вероятности струи быть ошибочно зарегистрированной как лептон от  $P_T$  струи. Альтернативные формы шаблона для процессов Дрелл-Яна были получены путем перевзвешивания событий в зависимости от значения их  $E_T$ . Данные альтернативные формы использовались при построении суммарных шаблонов фона, с которыми проводились сеты псевдоэкспериментов. Систематические ошибки из-за неопределенностей формы шаблонов "ложных" событий и процессов Дрелл-Яна определялась на основе анализа результатов от данных сетов псевдоэкспериментов (см. табл. 4.5).

Наша оценка для значения общей систематической погрешности измерения составила  $3.1 \text{ ГэВ}/c^2$  (квадратичная сумма значений в табл. 4.5).

Параметр (процесс)	Ошибка в результате (ГэВ/ $c^2$ )
Шкала энергий для струй	2.9
Шкала энергий для $b$ -струй	0.4
Шкала энергий для лептонов	0.3
Генератор событий	0.2
Излучение в начальном и конечном состояниях	0.2
Структурные функции	0.3
Профиль светимости	0.2
Структура фона	0.5
Форма шаблона "ложных" событий	0.4
Форма шаблона процессов Дрелл-Яна	0.3
<b>Всего</b>	<b>3.1</b>

Таблица 4.5: Измерение массы топ-кварка модифицированным РНІ-методом на лептон-трек выборке. Чувствительность результата измерения к погрешностям используемых параметров (предположений).

### 4.3 Обсуждение результатов

Оценка массы топ-кварка, полученная модифицированным РНІ-методом на лептон-трек выборке эксперимента CDF при интегральной светимости  $2.9 \text{ фб}^{-1}$ , составила:

$$M_{\text{top}} = 165.5_{-3.3}^{+3.4} \text{ (стат.) } \pm 3.1 \text{ (сист.) ГэВ}/c^2 = 165.5_{-4.5}^{+4.6} \text{ ГэВ}/c^2$$

По сравнению с предыдущим измерением на лептон-трек выборке ( $M_{\text{top}} = 170.7_{-6.5}^{+6.9} \text{ (стат.) } \pm 4.6 \text{ (сист.) ГэВ}/c^2$ , см. раздел 3.3.4) данный результат получен на значительно большей статистике и существенно превосходит его по точности.

Полученное нами значение массы топ-кварка согласуется с результатами других исследований дилептонных событий в экспериментах CDF и DØ (см. рис. 4.14). Как это видно на рис. 4.14, сравнение измеренной величины с оценками, полученными в других каналах, не показывает какого-либо статистически значимого отклонения, что позволяет сделать заключение о согласии данных со Стандартной моделью и об отсутствии признаков новой физики.

### 4.4 Выводы к главе 4

1. Показано, что учет зависимости ширины распада топ-кварка от его массы позволяет уменьшить примерно на 20% ожидаемую статистическую ошибку измерения. Также впервые исследована возможность применения в процедуре вычисления оценочной переменной  $m_{\text{tec}}$  трансфер-функций для детального описания связи измеряемых в эксперименте энергетических характеристик  $b$ -струй с импульсами породивших их  $b$ -кварков. Показано, что применение трансфер-функций дает незначительное улучшение в ожидаемой статистической ошибке измерения. На основе проведенных исследований предложена модификация РНІ-метода.
2. Применяя модифицированный РНІ-метод к лептон-трек выборке эксперимента CDF, измерена масса топ-кварка. Результат составил (интегральная светимость  $2.9 \text{ фб}^{-1}$ ) [3, 4, 71, 72, 73]:

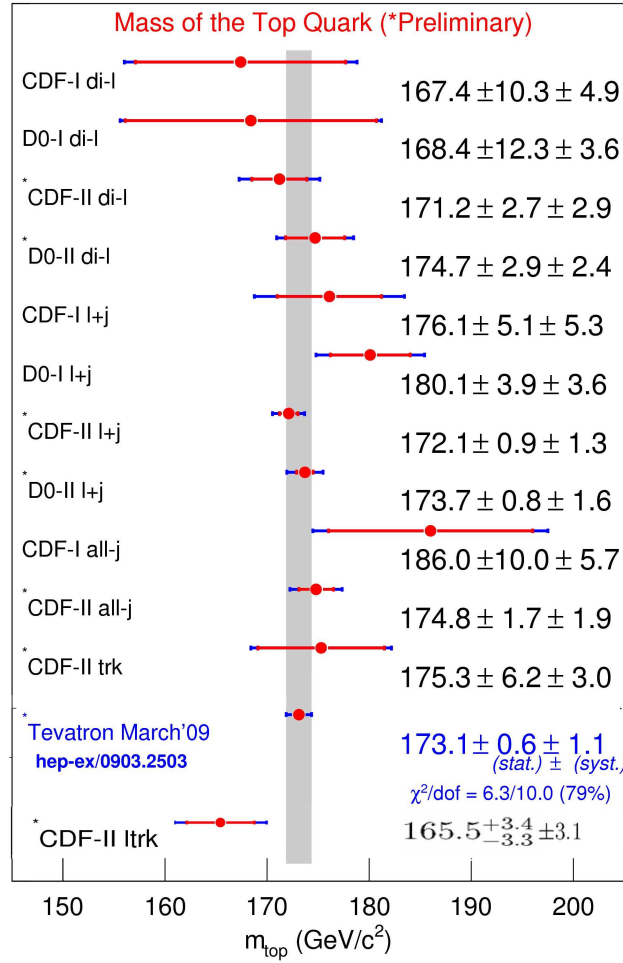


Рис. 4.14: Сравнение массы топ-кварка, полученной модифицированным РНІ-методом на лептон-трек выборке эксперимента CDF при интегральной светимости  $2.9 \text{ fb}^{-1}$ , с другими оценками данной величины [4], выполненными в экспериментах CDF и DØ.

$$M_{\text{top}} = 165.5_{-3.3}^{+3.4} \text{ (стат.) } \pm 3.1 \text{ (сист.) } \text{ ГэВ}/c^2 = 165.5_{-4.5}^{+4.6} \text{ ГэВ}/c^2$$

Подобное исследование лептон-трек выборки эксперимента CDF выполнено впервые при современном уровне накопленных данных. Полученное значение массы топ-кварка согласуется с результатами других исследований дилептонных событий в экспериментах CDF и DØ. Сравнение измеренной величины с оценками, полученными в других каналах, не показывает какого-либо статистически значимого отклонения, что позволяет сделать заключение о согласии данных со Стандартной моделью и об отсутствии признаков новой физики.

3. Для данного измерения диссертантом были вычислены значения оценочной переменной  $m_{rec}$  событий лептон-трек выборки и подготовлены необходимые шаблоны сигнала и фона. Используя полученные шаблоны, им была определена процедура измерения, проведены ее тесты и оценены систематические погрешности, выполнен фит данных.

# Заключение

Сформулируем основные результаты, полученные в настоящей работе:

1. Создано программное обеспечение, позволившее применить в Run II РНІ-метод для измерения массы топ-кварка на дилептонной выборке эксперимента CDF. А именно, подготовлен комплекс программ, осуществляющих отбор, кинематический фит событий и вычисляющих оценочную переменную  $m_{\text{тес}}$ . Проведен ряд исследований, позволивший оптимизировать методику измерения: найден вид наиболее эффективной функции правдоподобия и определен наилучший способ получения оценочной переменной из результатов кинематического фита.
2. Впервые в Run II на CDF совместно с коллегами измерена на дилептонных событиях масса топ-кварка. Результат при интегральной светимости  $340 \text{ пб}^{-1}$  составил:

$$M_{\text{top}} = 170.1 \pm 6.0 \text{ (стат.)} \pm 4.1 \text{ (сист.) ГэВ}/c^2 = 170.1 \pm 7.3 \text{ ГэВ}/c^2$$

3. Проведено исследование различных вариантов модификации основанной на кинематическом фите процедуры определения оценочной переменной. Показано, что учет зависимости ширины распада топ-кварка от его массы позволяет уменьшить примерно на 20% ожидаемую статистическую ошибку измерения. На основе проведенных исследований предложена модификация РНІ-метода.
4. Впервые при современном уровне накопленных данных измерена масса топ-кварка на лептон-трек выборке эксперимента CDF. Результат, полученный с помощью модифицированного РНІ-метода при интегральной светимости  $2.9 \text{ фб}^{-1}$ , составил



$$M_{\text{top}} = 165.5^{+3.4}_{-3.3} \text{ (стат.) } \pm 3.1 \text{ (сист.) ГэВ}/c^2 = 165.5^{+4.6}_{-4.5} \text{ ГэВ}/c^2$$

Результаты, составившие основу данной диссертации, получены по программе исследований, выполняемых в ОИЯИ под общим научным руководством проф. Ю.А. Будагова и доктора ф.-м. наук В.В. Глаголева в соответствии с ПТП Института и Соглашением о сотрудничестве ОИЯИ-ФНАЛ в эксперименте на Тэватроне на установке CDF.

Я хочу выразить глубокую признательность проф. Ю.А. Будагову за постоянную научную поддержку.

Я выражаю искреннюю благодарность дирекции ОИЯИ в лице академика РАН, проф. А.Н. Сисакяна и дирекции ЛЯП в лице проф. А.Г. Ольшевского за неизменное внимание и содействие в работе, выполняемой в рамках сотрудничества ОИЯИ-ФНАЛ.

Я благодарю моего научного руководителя, доктора ф.-м. наук В.В. Глаголева за плодотворные обсуждения в ходе выполнения исследований, всестороннюю помощь и ценные советы при подготовке текста диссертации.

Я благодарю кандидата ф.-м. наук Г.В. Велева за плодотворные обсуждения и всестороннюю помощь в ходе выполнения исследований.

Я глубоко признателен коллаборации CDF и особенно профессорам Р. Розеру и Д. Беллеттини за доброжелательность и содействие в работе на одном из самых значительных в настоящее время экспериментов.

Моя огромная благодарность сотрудникам ЛЯП и ФНАЛ за помощь и содействие в этой работе. Необходимо упомянуть некоторых из них, без которых успех работы был бы невозможен. Это Г.А. Члачидзе, Д.Ш. Чохели, А.М. Артиков, А.А. Семенов, Ю.А. Яцуненко, Ф.В. Прокошин, М. Тровато. Отдельного упоминания и моей искренней благодарности заслуживает помощь безвременно ушедшего О.Е. Пухова.

# Литература

- [1] G. Velez, D. Acosta ..., I. Suslov *et al.* (CDF and DØ Collaborations), *Top Mass Measurements at the Tevatron Run II*, Pub. Proceedings 19th Rencontres de Physique De La Vallée D'Aoste "Results and Perspectives in Particle Physics", La Thuile, Aosta Valley, Italy, February 27-March 5, 2005, FERMILAB-CONF-05-390-E; e-Print: hep-ex/0510007.
- [2] T. Mäki, D. Acosta ..., I. Suslov *et al.* (CDF and DØ Collaborations), *Measurement of the Top Quark Mass in the Dilepton Channel at CDF and DØ*, Published Proceedings Particles and Nuclei International Conference (PANIC 05), Santa Fe, New Mexico, October 24-28, 2005, FERMILAB-CONF-05-578-E; Editors Peter D. Barnes *et al.*, AIP conference proceedings **842** 625-627 (2006), ISBN 0-7354-0338-4.
- [3] B. Jayatilaka, T. Aaltonen ..., I. Suslov *et al.* (CDF and DØ Collaborations), *Top quark mass in dilepton and all jets channels*, Published Proceedings 34th International Conference on High Energy Physics (ICHEP 08), Philadelphia, Pennsylvania, Jul 30 - Aug 5, 2008, FERMILAB-CONF-08-492; e-Print: arXiv:0810.3678 [hep-ex].
- [4] C. Vellidis, T. Aaltonen ..., I. Suslov *et al.* (CDF Collaboration), *Top quark mass: Latest CDF results, Tevatron combination and electroweak implications*, Presented at Meeting of the Division of Particles and Fields of the American Physical Society (DPF 2009), Detroit, Michigan, 26-31 Jul 2009, FERMILAB-CONF-09-529-E, Oct 2009; e-Print: arXiv:0910.3392 [hep-ex].
- [5] Л.Б.Окунь, Лептоны и кварки, Наука, 1990; С.М.Биленький, Введение в диаграммы Фейнмана и физику электрослабых взаимодействий, Энер-

гоатомиздат, 1990; F. Haltzen and A. Martin, Quarks and Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics, John Wiley & Sons, 1984.

[6] Использован рисунок из Википедии:

[http://ru.wikipedia.org/wiki/Файл:Standard\\_Model\\_of\\_Elementary\\_Particles\\_ru.svg](http://ru.wikipedia.org/wiki/Файл:Standard_Model_of_Elementary_Particles_ru.svg).

[7] F. Abe *et al.* (CDF Collaboration), Phys. Rev. Lett. **74**, 2626 (1995).

[8] S. Abachi *et al.* (D0 Collaboration), Phys. Rev. Lett. **74**, 2632 (1995).

[9] I.I. Bigi *et al.*, Phys. Lett. B **181**, 157 (1986).

[10] N. Cabibbo, Phys. Rev. Lett. **10**, 531 (1963).

[11] M. Kobayashi and K. Maskawa, Prog. Theor. Phys. **49**, 652 (1973).

[12] A. Delgado and T.M.P. Tait, J. High Energy Phys. **07**, 23 (2005).

[13] The ALEPH, CDF, DØ, DELPHI, L3, OPAL, SLD Collaborations, the LEP Electroweak Working Group, the Tevatron Electroweak Working Group, and the SLD electroweak and heavy flavour groups, CERN-PH-EP/2008-020.

[14] R. Barate *et al.* (ALEPH, DELPHI, L3, and OPAL Collaborations), Phys. Lett. B **565**, 61 (2003).

[15] The TEVNPH Working Group for the CDF and DØ Collaborations, Combined CDF and DØ Upper Limits on Standard Model Higgs-Boson Production with up to  $4.2 \text{ fb}^{-1}$  of Data, FERMILAB-PUB-09-060-E, (2009).

[16] J. F. de Troconiz and F. J. Yndurain, Phys. Rev. **D71** (2005) 073008.

[17] The Tevatron Electroweak Working Group for the CDF and DØ Collaborations, Combination of CDF and DØ Results on the Mass of the Top Quark, FERMILAB-TM-2427-E, March 2009.

[18] The LEP Electroweak Working Group,  
<http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/>, status on August 2009.

[19] C. T. Hill, Phys. Lett. B **345**, 483 (1995).

[20] S. Catani *et al.*, Phys. Lett. B **378**, 329 (1996).

- [21] M. Cacciari *et al.*, J. High Energy Phys. 04, 68 (2004).
- [22] Z. Sullivan, Phys. Rev. D **70**, 114012 (2004).
- [23] T.M.P. Tait, Phys. Rev. D **61**, 034001 (1999).
- [24] T. Aaltonen *et al.* (CDF Collaboration), Phys. Rev. Lett. **103**, 092002 (2009).
- [25] V.M. Abazov *et al.* (DØ Collaboration), Phys. Rev. Lett. **103**, 092001 (2009).
- [26] G. L. Kane and S. Mrenna, Phys. Rev. Lett. **77**, 3502 (1996).
- [27] G. Aubrecht *et al.*, *A Teacher's Guide to the Nuclear Science Wall Chart - Chapter 11*, Contemporary Physics Education Project (2003), <http://www.lbl.gov/abc/wallchart/teachersguide/pdf/Chap11.pdf>
- [28] C. W. Schmidt, FERMILAB-CONF-93-111.
- [29] E. L. Hubbard, FERMILAB-TM-0405; V. Lebedev, A. Burov, W. Pellico and X. Yang, FERMILAB-CONF-06-205-AD.
- [30] Fermilab Beam Division, *Run II Handbook*;  
<http://www-bd.fnal.gov/runII/index.html>
- [31] D. Acosta *et al.* (CDF Collaboration), Phys. Rev. D **71**, 032001 (2005).
- [32] C.S. Hill *et al.*, Nucl. Instrum. Methods, A **530**, 1 (2004).
- [33] A. Sill *et al.*, Nucl. Instrum. Methods, A **447**, 1 (2000).
- [34] A. Affolder *et al.*, Nucl. Instrum. Methods, A **453**, 84 (2000).
- [35] T. Affolder *et al.*, Nucl. Instrum. Methods, A **526**, 249 (2004).
- [36] L. Balka *et al.*, Nucl. Instrum. Methods, A **267**, 272 (1988).
- [37] S. Bertolucci *et al.*, Nucl. Instrum. Methods, A **267**, 301 (1988).
- [38] F. Abe *et al.*, Nucl. Instrum. Methods, A **271**, 387 (1988); D. Amidei *et al.*, Nucl. Instrum. Methods, A **350**, 73 (1994); F. Abe *et al.* (CDF Collaboration), Phys. Rev. D **52**, 4784 (1995); P. Azzi *et al.*, Nucl. Instrum. Methods, A **360**, 137 (1995); R. Blair *et al.*, The CDF Run II Detector Technical Design Report, Fermilab-Pub-96/390-E.

- [39] A. Artikov *et al.*, FNAL-PUB-07-023-E, June, 2007.
- [40] Y. Seiya *et al.*, Nucl. Instrum. Methods, A **480**, 524 (2002).
- [41] G. Apollinari *et al.*, Nucl. Instrum. Methods, A **412**, 515 (1998).
- [42] G. Ascoli *et al.*, Nucl. Instrum. Methods, A **268**, 33 (1988).
- [43] E. Thomson *et al.*, IEEE Trans. Nucl. Sci. 49, 1063 (2002).
- [44] F. Abe *et al.* (CDF Collaboration), Phys. Rev. D **45**, 1448 (1992).
- [45] G. Corcella, I. G. Knowles, G. Marchesini, S. Moretti, K. Odagiri, P. Richardson, M. H. Seymour, and B. R. Webber. Herwig 6.5. JHEP, 01:010, 2001. [hep-ph/0011363]; hep-ph/0210213.
- [46] Torbjorn Sjostrand, Leif Lonnblad, and Stephen Mrenna. Pythia 6.2: Physics and manual. TP 01-21, LU, 2001. hep-ph/0108264.
- [47] Michelangelo L. Mangano, Mauro Moretti, Fulvio Piccinini, Roberto Pittau, and Antonio D. Polosa. ALPGEN, a generator for hard multiparton processes in hadronic collisions. JHEP, 07:001, 2003.
- [48] *GEANT*, CERN program library long writeup W5013.
- [49] A. Abulencia, D. Acosta ..., I. Suslov *et al.* (CDF Collaboration), Phys. Rev. D **73**, 112006 (2006).
- [50] F. Abe *et al.* (CDF Collaboration), Phys. Rev. Lett. **80**, 2779 (1998).
- [51] A. Bhatti *et al.*, arXiv:hep-ex/0510047.
- [52] J.A. Budagov, V.V. Glagolev, I.A. Suslov, *Review of the top quark mass measurement at the CDF in  $p\bar{p}$  collisions at  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV*, Phys. Part. Nucl. V.38, P.384-405 (2007).
- [53] G. Bellettini, J. Budagov ..., I. Suslov *et al.* (On behalf of the CDF Collaboration), *Measurement of the Top Quark Mass using Neutrino  $\phi$  Weighting Method in Dilepton Events at CDF*, JINR Commun. E1-2005-129, Dubna, 2005; G. Bellettini, J. Budagov ..., I. Suslov *et al.*, *Measurement of the Top Quark Mass using Neutrino  $\phi$  Weighting Method in Dilepton*

- Events at CDF*, CDF note 7759, CDF (2005); G. Bellettini, J. Budagov ..., I. Suslov *et al.*, *Top Mass Measurement in Dilepton Events Using Neutrino Phi Weighting Method*, CDF note 7641, CDF (2005).
- [54] G. Bellettini, J. Budagov ..., I. Suslov *et al.* (On behalf of the CDF Collaboration), *Measurement of the top quark mass using the MINUIT fitter in dilepton events at CDF*, JINR Commun. E1-2005-18, Dubna, 2005; G. Bellettini, J. Budagov ..., I. Suslov *et al.*, *Measurement of the Top Quark Mass using the Minuit Fitter in Dilepton Events at CDF*, CDF note 7239, CDF (2004); G. Bellettini, J. Budagov ..., I. Suslov *et al.*, *Summer 2004 Top Mass Measurement in Dilepton Events using MINUIT Fitter*, CDF note 7093, CDF (2004).
- [55] G. Velez, *A determination of the top mass from the dilepton events using the modified  $l$ +jets MINUIT fitter*, CDF note 4607, CDF (1998).
- [56] James F., *MINUIT: Function Minimization and Error Analysis Reference Manual*, CERN Program Library Long Writeup 1994, V.D506.
- [57] A. Abulencia *et al.* (CDF Collaboration), arXiv:hep-ex/0510048.
- [58] T. Sjostrand, *Comp. Phys. Commun.* **82**, 74 (1994); G. Marchesini *et al.*, *Comp. Phys. Commun.* **67**, 465 (1991).
- [59] H.L. Lai *et al.*, *Eur. Phys. J.* **C12**, 375 (2000).
- [60] A.D. Martin, R.G. Roberts, W.J. Stirling and R.S. Thorne, *Eur. Phys. J.* **C4**, 463 (1998).
- [61] B. Abbott *et al.* (DØ Collaboration), *Phys. Rev. D* **60**, 052001 (1999).
- [62] F. Abe *et al.* (CDF Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **82**, 271 (1999); T. Affolder *et al.* (CDF Collaboration), *Phys. Rev. D* **63**, 032003 (2001).
- [63] W. Press *et al.*, "Numerical Recipes in C: The Art of Scientific Computing", Cambridge University Press (1992).
- [64] L. Lyons, D. Gibaut and P. Clifford, *Nucl. Instrum. Methods, A* **270**, 110-117 (1988); A. Valassi, *Nucl. Instrum. Methods, A* **500**, 391 (2003).

- [65] B. Abbott *et al.* (DØ Collaboration), Phys. Rev. Lett. **80**, 2063 (1998).
- [66] A. Abulencia *et al.* (CDF Collaboration), Phys. Rev. Lett. **96**, 022004 (2006).
- [67] C. Amsler *et al.* (Particle Data Group), PL **B667**, 1 (2008) and 2009 partial update for the 2010 edition (URL:<http://pdg.lbl.gov>).
- [68] Дж. Беллеттини, Ю.А. Будагов, Г.В. Велев, В.В. Глаголев, И.А. Суслов, М. Тровато, Г.А. Члачидзе, Письма в ЭЧАЯ. 2009. Т.6. N6(155). С.778-797.
- [69] M. Jezabek, J.H. Kuhn, Nucl. Phys. B **314**, 1 (1989).
- [70] A. Abulencia *et al.* (CDF Collaboration), Phys. Rev. D **73**, 032003 (2006).
- [71] T. Aaltonen, J. Adelman ..., I. Suslov *et al.* (CDF Collaboration), Phys. Rev. D **79**, 072005 (2009).
- [72] G. Bellettini, J. Budagov ..., I. Suslov *et al.* (On behalf of the CDF Collaboration), *Top Quark Mass Measurement in the  $2.9 \text{ fb}^{-1}$  Tight Lepton and Isolated Track Sample Using Neutrino  $\phi$  Weighting Method*, JINR Commun. E1-2008-173, Dubna, 2008; G. Bellettini, J. Budagov ..., I. Suslov *et al.*, *Top Quark Mass Measurement in the  $2.9 \text{ fb}^{-1}$  Tight Lepton and Isolated Track Sample Using Neutrino  $\phi$  Weighting Method*, CDF note 9456, CDF (2008); G. Bellettini, J. Budagov ..., I. Suslov *et al.*, *Top Quark Mass Measurement in the  $2.9 \text{ fb}^{-1}$  Tight Lepton and Isolated Track Sample*, CDF note 9433, CDF (2008).
- [73] G. Bellettini, J. Budagov ..., I. Suslov *et al.* (On behalf of the CDF Collaboration), *Top Quark Mass Measurement in the  $2.1 \text{ fb}^{-1}$  Tight Lepton and Isolated Track Sample Using Neutrino  $\phi$  Weighting Method*, JINR Commun. E1-2008-7, Dubna, 2008; G. Bellettini, J. Budagov ..., I. Suslov *et al.*, *Top Quark Mass Measurement in the  $2.1 \text{ fb}^{-1}$  Tight Lepton and Isolated Track Sample Using Neutrino  $\phi$  Weighting Method*, CDF note 9133, CDF (2007); G. Bellettini, J. Budagov ..., I. Suslov *et al.*, *Top Quark Mass Measurement in the  $2.1 \text{ fb}^{-1}$  Tight Lepton and Isolated Track Sample*, CDF note 9048, CDF (2007).

- [74] C. Mills, Ph.D. thesis, University of California, Santa Barbara, Fermilab-Thesis-2007-49.
- [75] A. Heister *et al.* (ALEPH Collaboration), Phys. Lett. B **512**, 30 (2001); G. Abbiendi *et al.* (OPAL Collaboration), Eur. Phys. J., C **29**, 463 (2003).
- [76] K. Abe *et al.* (SLD Collaboration), Phys. Rev. D **65**, 92006 (2002).
- [77] A. Abulencia *et al.*, Nucl. Instrum. Methods, A 566, 375 (2006).



# Список таблиц

1.1	Брэнчинг и приблизительное соотношение сигнал/фон для различных каналов распада $t\bar{t}$ -пары. . . . .	18
1.2	Некоторые параметры Тэватрона в Run II. . . . .	22
1.3	Основные характеристики детекторов трековой системы эксперимента CDF. . . . .	25
1.4	Основные характеристики калориметров эксперимента CDF. Для СЕМ и РЕМ приведено разрешение измерения энергии фотонов или электронов, для СНА, WHA и PHA разрешение измерения энергии пионов. . . . .	27
1.5	Параметры мюонных детекторов установки CDF. . . . .	31
2.1	Интегральная светимость, ожидаемое содержание сигнальных и фоновых событий, наблюдаемое число событий для дилептонной и лептон-трек выборок. Ожидаемое число сигнальных событий получено в предположении сечения рождения $t\bar{t}$ -пары равным 6.1 пб и массы топ-кварка равной 178 ГэВ/ $c^2$ . . . . .	41
3.1	Сдвиг $\Delta M \equiv M_{\text{top}}^{\text{out}} - M_{\text{top}}^{\text{in}}$ для пяти "слепых" наборов событий. . . . .	58
3.2	Характеристики экспериментальной выборки и результаты фита данных. Ошибки для $M_{\text{top}}$ показаны с учетом корректирующего коэффициента 1.055 (см. раздел 3.2.2). . . . .	59
3.3	Чувствительность результата измерения к погрешностям используемых параметров (предположений). . . . .	64

3.4	Сравнение NWA-, KIN- и PHI-методов. Приведены значения интегральных светимостей, соответствующие выборкам, на которых проводилось измерение, значения ожидаемых сигнала и фона в выборке и ожидаемая статистическая ошибка измерения при исходной массе топ-кварка $178 \text{ ГэВ}/c^2$ . В скобках показаны эффективности кинематической реконструкции событий для сигнальных и фоновых событий. Приведенные числа ожидаемых сигнальных событий соответствуют значению сечения рождения $t\bar{t}$ -пары 6.1 пб. . . . .	71
3.5	Характеристики экспериментальной выборки и результаты фита данных для NWA-, KIN- и PHI-методов. . . . .	71
3.6	Вклады в систематическую ошибку от разных источников неопределенностей для NWA-, KIN- и PHI-методов. Неопределенность из-за конечной статистики сигнальных и фоновых наборов событий бралась в расчет NWA- и KIN-методами как вклад в общую систематическую ошибку, в PHI-методе данная неопределенность учитывалась внутри функции правдоподобия с помощью $\mathcal{L}_{\text{param}}$ (см. выражение (3.15)) и входила в статистическую ошибку. . . . .	72
3.7	Значения массы топ-кварка, полученные NWA-, KIN- и PHI-методами, статистические (общие) корреляции между ними и веса данных значений в комбинации. . . . .	74
4.1	Рассматриваемые варианты получения, отбора и взвешивания конфигураций. . . . .	82
4.2	Ожидаемое содержание сигнальных и фоновых событий, наблюдаемое число событий для лептон-трек выборки при интегральной светимости $2.9 \text{ фб}^{-1}$ . Ожидаемое число сигнальных событий получено в предположении сечения рождения $t\bar{t}$ -пары равным 6.7 пб и массы топ-кварка равной $175 \text{ ГэВ}/c^2$ . . . . .	92

4.3	Измерение массы топ-кварка модифицированным РНІ-методом на лептон-трек выборке. Тесты функции правдоподобия $\mathcal{L}$ в псевдоэкспериментах. Сдвиг $\Delta M \equiv M_{\text{top}}^{\text{out}} - M_{\text{top}}^{\text{in}}$ для "слепых" наборов событий. . . . .	95
4.4	Измерение массы топ-кварка модифицированным РНІ-методом на лептон-трек выборке. Характеристики экспериментальной выборки и результаты фита данных. Результат для $M_{\text{top}}$ показан с учетом коррекций (см. раздел 4.2.2). . . . .	97
4.5	Измерение массы топ-кварка модифицированным РНІ-методом на лептон-трек выборке. Чувствительность результата измерения к погрешностям используемых параметров (предположений). . . . .	100

# Список иллюстраций

1.1	Фундаментальные частицы Стандартной модели [6]. . . . .	10
1.2	Наиболее важные для вычисления наблюдаемой массы $W$ -бозона петлевые диаграммы с участием виртуальных топ-кварка (слева) и бозона Хиггса (справа). . . . .	13
1.3	СМ-фит совокупности экспериментальных данных [13]: кривая $\Delta\chi^2 = \chi^2 - \chi_{min}^2$ vs. $m_H$ . Линия соответствует результату для всех имеющихся данных по глубоко неупругим взаимодействиям. Область вокруг линии представляет оценку теоретической ошибки из-за недостающих поправок более высокого порядка. Также показаны области, исключенные с уровнем достоверности 95% прямыми поисками $H$ на LEP [14] и Тэватроне [15]. Прерывистая линия получена с использованием значения параметра $\Delta\alpha_{had}^{(5)}$ из [16]. Пунктирная линия соответствует фиту, включающему дополнительно данные с меньшими переданными импульсами. . . . .	15
1.4	Диаграммы Фейнмана, поясняющие два механизма парного рождения топ-кварков на Тэватроне: аннигиляция кварков (слева) и слияние глюонов (справа). . . . .	16
1.5	Диаграммы Фейнмана, поясняющие основные механизмы одиночного рождения топ-кварков на Тэватроне: $s$ -канальный (а) и $t$ -канальный процессы (b). . . . .	16
1.6	Цепочка рождения и распада пары топ-кварков. . . . .	18
1.7	Схематический вид ускорительного комплекса Тэватрон в лаборатории Фермилаб. . . . .	21
1.8	Продольный разрез установки CDF (показана половина детектора). . . . .	22

1.9	Схема трековой системы установки CDF (показан квадрант).	24
1.10	Расположение мюонных детекторов по $\phi$ и $\eta$ .	28
1.11	Вид модуля CMU в $r$ - $\phi$ плоскости. Времена дрейфа $t_1$ и $t_2$ используются для идентификации мюонов. Сенсорные проволочки изображены как черные точки.	29
1.12	Детекторы мюонной системы.	30
2.1	Иллюстрация перекрытия между DIL и LTRK экспериментальными выборками.	38
3.1	Пример распределения масс $m_t^{ij}$ с учетом весов (3.12) для отдельного $t\bar{t}$ -события.	49
3.2	Ожидаемая статистическая ошибка измерения в зависимости от выбора значения относительного уровня дискриминации $DL/\max(\mathcal{W}(m_t^{ij}))$ . Данная зависимость получена на моделированных событиях в предположении, что масса топ-кварка равна 175 ГэВ/ $c^2$ .	50
3.3	Примеры шаблонных распределений для сигнала при различных значениях масс топ-кварка. Линией показан результат фита набора шаблонов функцией (3.20).	53
3.4	Шаблонные распределения для фоновых процессов: Дрелл-Ян, рождение двух бозонов и "ложные" события, а также суммарный фоновый шаблон. Линией показан результат фита суммарного шаблона функцией (3.21).	54
3.5	Тесты функции правдоподобия $\mathcal{L}$ в псевдоэкспериментах. Вверху: зависимость $M_{\text{top}}^{\text{out}}$ vs. $M_{\text{top}}^{\text{in}}$ (см. в тексте определение переменных). Пунктирная линия на рисунке соответствует несмещенной оценке ( $M_{\text{top}}^{\text{out}} = M_{\text{top}}^{\text{in}}$ ). Сплошная линия показывает результат фита линейной зависимостью в интервале масс [140, 215] ГэВ/ $c^2$ . Внизу: зависимость сдвига $\Delta M \equiv M_{\text{top}}^{\text{out}} - M_{\text{top}}^{\text{in}}$ vs. $M_{\text{top}}^{\text{in}}$ .	55
3.6	Тесты функции правдоподобия $\mathcal{L}$ в псевдоэкспериментах. Примеры пул-распределений. Приведены распределения для исходных масс $M_{\text{top}}^{\text{in}}$ , равных 140 ГэВ/ $c^2$ , 170 ГэВ/ $c^2$ и 200 ГэВ/ $c^2$ . Сплошная линия соответствует результату фита функцией Гаусса.	56

3.7	Тесты функции правдоподобия $\mathcal{L}$ в псевдоэкспериментах. Среднее (вверху) и ширина (внизу) пул-распределений в зависимости от исходной массы $M_{\text{top}}^{\text{in}}$ . Сплошные линии на рисунках соответствуют средним значениям величин для интервала масс $[140, 215]$ ГэВ/ $c^2$ . . . . .	57
3.8	Результаты псевдоэкспериментов. Распределение симметризованной ошибки $e$ для массы топ-кварка 178 ГэВ/ $c^2$ . . . . .	57
3.9	Распределения взвешенных реконструированных масс для восьми событий из DII-выборки. . . . .	59
3.10	Фит данных. Гистограмма показывает распределение оценочной переменной $m_{\text{гес}}$ для 33-х событий дилептонной выборки. Заштрихованные области соответствуют перенормированным на число событий (см. таб. 3.2) функциям плотности вероятности величины $m_{\text{гес}}$ для фона и суммы сигнала и фона. Во вставке показана зависимость функции $-\ln(\mathcal{L}/\mathcal{L}_{\text{max}})$ от массы топ-кварка. Измеренная масса $M_{\text{top}}$ соответствует минимуму данной функции. Ошибки измерения $e^+$ и $e^-$ оцениваются как величины интервалов справа и слева от $M_{\text{top}}$ , на которых функция $-\ln(\mathcal{L}/\mathcal{L}_{\text{max}})$ увеличивается на 0.5. . . . .	60
3.11	Сравнение полученных из фита данных ошибок $e^+$ и $e^-$ с результатами псевдоэкспериментов при исходной массе топ-кварка 170 ГэВ/ $c^2$ . . . . .	61
3.12	Распределение псевдобыстрот нейтрино в $t\bar{t}$ -событиях, фитированное функцией Гаусса (вверху слева). Двумерное распределение $\eta_\nu$ vs. $\eta_{\bar{\nu}}$ показано вверху справа. Два верхних распределения получены из моделирования при исходной массе топ-кварка 178 ГэВ/ $c^2$ . Нижний рисунок показывает зависимость ширины $\eta_\nu$ -распределения от массы топ-кварка. Горизонтальная линия соответствует ширине при массе топ-кварка равной 178 ГэВ/ $c^2$ . . . . .	67

3.13	Пример отдельного $t\bar{t}$ -события. Вес события (3.26) как функция взятой в предположение массы топ-кварка. Событие моделировалось при исходной массе $t$ -кварка $170 \text{ ГэВ}/c^2$ . Распределение нормировано на 1. Вертикальная линия отмечает самое вероятное значение (MPV), используемое как оценочная переменная в NWA-методе. . . . .	68
3.14	Пример отдельного $t\bar{t}$ -события. Данное событие получено из моделирования при исходной массе $t$ -кварка $170 \text{ ГэВ}/c^2$ . Распределения получаемых масс топ-кварка, соответствующие двум вариантам соотнесения лептонов и струй. Также для распределения, соответствующего отобранной комбинации лептонов и струй, показан результат сплайн-фита, который используется для вычисления оценочной переменной в KIN-методе. . . . .	70
3.15	Тесты процедуры объединения измерений. Верху показана зависимость сдвига $\Delta M \equiv M_{\text{top}}^{\text{out}} - M_{\text{top}}^{\text{in}}$ vs. $M_{\text{top}}^{\text{in}}$ . Внизу: ширины пул-распределений при различных $M_{\text{top}}^{\text{in}}$ . . . . .	74
4.1	Зависимость ширины распада топ-кварка от его массы согласно (4.3). . . . .	78
4.2	Релятивистское распределение Брейта-Вигнера при значениях массы топ-кварка 140, 175, 210 $\text{ГэВ}/c^2$ : а) как определено в (4.5), б) как определено в (4.6). . . . .	79
4.3	Распределения масс, возвращаемых кинематическим фитом, при точных значениях 4-х импульсов частиц на входе. Использовались симулированные события при трех различных массах топ-кварка $M_t = 161, 171, 181 \text{ ГэВ}/c^2$ . $\chi_{\text{constr}}^2$ брался согласно (4.1) с выражениями для функции Брейта-Вигнера (4.5) (вверху) и (4.6) (внизу). . . . .	80
4.4	Ожидаемая статистическая ошибка при различных исходных массах топ-кварка для 4-х стратегий фита, отбора и взвешивания конфигураций (см. табл. 4.1). . . . .	83

4.5	Примеры трансфер-функций $\mathcal{W}_{\text{TF}}^{k,m}(\xi)$ . Точки с ошибками определены с использованием симулированных $t\bar{t}$ -событий. Сплошной линией показаны фитирующие функции (4.13). . . . .	85
4.6	Ожидаемые статистические ошибки для различных исходных масс топ-кварка, соответствующие $\chi_{\text{res}}^2$ без трансфер-функций (3.6) ( <i>Case 1</i> ) и с их использованием (4.15) ( <i>Case 2</i> ). . . . .	87
4.7	Измерение массы топ-кварка модифицированным РН-методом на лептон-трек выборке. Примеры шаблонных распределений для сигнала при различных значениях масс топ-кварка. Линией показан результат фита набора шаблонов функцией (4.16). . .	89
4.8	Измерение массы топ-кварка модифицированным РН-методом на лептон-трек выборке. Шаблонные распределения для фоновых процессов: Дрелл-Ян, рождение двух бозонов и "ложные" события, а также суммарный фоновый шаблон. Линией показан результат фита суммарного шаблона функцией (4.17). . . . .	91
4.9	Измерение массы топ-кварка модифицированным РН-методом на лептон-трек выборке. Тесты функции правдоподобия $\mathcal{L}$ в псевдоэкспериментах. Вверху: зависимость $M_{\text{top}}^{\text{out}}$ vs. $M_{\text{top}}^{\text{in}}$ (см. в тексте определение переменных). Пунктирная линия на рисунке соответствует несмещенной оценке ( $M_{\text{top}}^{\text{out}} = M_{\text{top}}^{\text{in}}$ ). Сплошная линия показывает результат фита линейной зависимостью в интервале масс $[159, 191]$ ГэВ/ $c^2$ . Внизу: зависимость сдвига $\Delta M \equiv M_{\text{top}}^{\text{out}} - M_{\text{top}}^{\text{in}}$ vs. $M_{\text{top}}^{\text{in}}$ . . . . .	93
4.10	Измерение массы топ-кварка модифицированным РН-методом на лептон-трек выборке. Тесты функции правдоподобия $\mathcal{L}$ в псевдоэкспериментах. Примеры пул-распределений. Приведены распределения для исходных масс $M_{\text{top}}^{\text{in}}$ , равных 175 ГэВ/ $c^2$ (слева) и 181 ГэВ/ $c^2$ (справа). Сплошная линия соответствует результату фита функцией Гаусса. . . . .	94



- 4.11 Измерение массы топ-кварка модифицированным РНІ-методом на лептон-трек выборке. Тесты функции правдоподобия  $\mathcal{L}$  в псевдоэкспериментах. Среднее (вверху) и ширина (внизу) пул-распределений в зависимости от исходной массы  $M_{\text{top}}^{\text{in}}$ . Сплошные линии на рисунках соответствуют средним значениям величин для интервала масс  $[159, 191]$  ГэВ/ $c^2$ . . . . . 94
- 4.12 Измерение массы топ-кварка модифицированным РНІ-методом на лептон-трек выборке. Фит данных. Гистограмма показывает распределение используемой оценочной переменной  $m_{\text{гес}}$  для событий лептон-трек выборки. Закрашенные области соответствуют перенормированным на число событий (см. таб. 4.4) функциям плотности вероятности величины  $m_{\text{гес}}$  для фона и суммы сигнала и фона. Во вставке показана зависимость функции  $-\ln(\mathcal{L}/\mathcal{L}_{\text{max}})$  от массы топ-кварка. Измеренная масса  $M_{\text{top}}$  соответствует минимуму данной функции. Ошибки измерения  $e^+$  и  $e^-$  оцениваются как величины интервалов справа и слева от  $M_{\text{top}}$ , на которых функция  $-\ln(\mathcal{L}/\mathcal{L}_{\text{max}})$  увеличивается на 0.5. . . . . 96
- 4.13 Измерение массы топ-кварка модифицированным РНІ-методом на лептон-трек выборке. Сравнение полученных из фита данных ошибок  $e^+$  и  $e^-$  с результатами псевдоэкспериментов при исходной массе топ-кварка 165 ГэВ/ $c^2$ . . . . . 97
- 4.14 Сравнение массы топ-кварка, полученной модифицированным РНІ-методом на лептон-трек выборке эксперимента CDF при интегральной светимости 2.9 фб $^{-1}$ , с другими оценками данной величины [4], выполненными в экспериментах CDF и DØ. . . . 102