

## УЧАСТИЕ ОИЯИ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ CDF

*А. Артиков*<sup>1</sup>, *П. Бартош*<sup>2</sup>, *Ю. А. Будагов*<sup>1</sup>, *В. В. Глаголев*<sup>1</sup>,  
*Ф. В. Прокошин*<sup>3</sup>, *А. В. Симоненко*<sup>1</sup>, *И. А. Суслов*<sup>1</sup>,  
*И. В. Титкова*<sup>1,\*</sup>, *С. Токар*<sup>2</sup>, *Д. Чохели*<sup>1,4</sup>

<sup>1</sup> Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

<sup>2</sup> Университет им. Я. Коменского, Братислава

<sup>3</sup> Университет Вальпараисо, Вальпараисо, Чили

<sup>4</sup> Институт физики высоких энергий Тбилисского государственного университета им. И. Джавахишвили, Тбилиси

ВВЕДЕНИЕ	1508
ТЭВАТРОН И ДЕТЕКТОР CDF	1509
ИЗУЧЕНИЕ СВОЙСТВ $t$ -КВАРКА	1512
Открытие $t$ -кварка	1512
Сечение рождения $t$ -кварка на тэватроне	1515
Измерение массы $t$ -кварка на CDF	1525
Свойства $t$ -кварка	1543
ПОИСКИ БОЗОНА ХИГГСА НА ТЭВАТРОНЕ	1574
ВКЛАД ОИЯИ В МОДЕРНИЗАЦИЮ ДЕТЕКТОРА CDF	1582
Сцинтилляционные счетчики мюонной системы	1582
Система мониторинга и контроля сцинтилляционных счетчиков	1588
Триггер на основе кремниевого вершинного детектора (SVT)	1596
Преоконвертер электромагнитного калориметра CPR2	1605
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	1612
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	1613

---

\*E-mail: titkova@jinr.ru

## УЧАСТИЕ ОИЯИ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ CDF

*А. Артиков*<sup>1</sup>, *П. Бартош*<sup>2</sup>, *Ю. А. Будагов*<sup>1</sup>, *В. В. Глаголев*<sup>1</sup>,  
*Ф. В. Прокошин*<sup>3</sup>, *А. В. Симоненко*<sup>1</sup>, *И. А. Суслов*<sup>1</sup>,  
*И. В. Титкова*<sup>1,\*</sup>, *С. Токар*<sup>2</sup>, *Д. Чохели*<sup>1,4</sup>

<sup>1</sup> Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

<sup>2</sup> Университет им. Я. Коменского, Братислава

<sup>3</sup> Университет Вальпараисо, Вальпараисо, Чили

<sup>4</sup> Институт физики высоких энергий Тбилисского государственного университета им. И. Джавахишвили, Тбилиси

Освещаются результаты, полученные группой сотрудников ОИЯИ в программе исследований на тэватроне в Fermilab. При работе на модернизированном детекторе CDF (Run II) главный акцент группы ОИЯИ был сделан на физике топ-кварка. Группа из ОИЯИ принимала активное участие в анализе данных эксперимента CDF, в частности в измерениях массы топ-кварка в дилептонной и лептон-струйной модах, измерении заряда топ-кварка, поиске бозона Хиггса. Группа ОИЯИ внесла решающий вклад в работу подсистемы сцинтилляционных счетчиков мюонного триггера CDF, триггера на основе кремниевого вершинного детектора для отбора событий со вторичными вершинами и преконвертера электромагнитного калориметра. Группа участвовала в создании, модернизации и эксплуатации системы сцинтилляционных счетчиков, создала on-line систему контроля за их параметрами для обеспечения эффективной работы на этапе Run II. Работа сотрудников ОИЯИ высоко оценена международной коллаборацией CDF.

Participation of the JINR group in the research at the Tevatron, Fermilab, is described. In their work on the upgraded CDF Run II detector, the emphasis was placed on top-quark physics. The JINR group took an active part in the analysis of the CDF data, specifically in measuring the top quark in the dilepton and lepton-jet modes, measuring the top-quark charge, and searching for the Higgs boson. The JINR group made a decisive contribution to the operation of the scintillation counter subsystem of the CDF muon trigger and a solid contribution to the trigger based on the vertex silicon detector for selection of events with secondary vertices and to the electromagnetic calorimeter preconverter. The group participated in the construction, upgrading, and operation of the system of scintillation counters and developed a system for the on-line monitoring of their parameters to ensure their effective operation in Run II. The work of the JINR scientists was highly appreciated by the international CDF collaboration.

PACS: 14.65Ha; 25.43+t; 29.40.Mc

---

\*E-mail: titkova@jinr.ru

## ВВЕДЕНИЕ

Участие в исследовательской программе на тэватроне в Fermilab дало сотрудникам ОИЯИ бесценный опыт во всех аспектах исследований в области физики высоких энергий, таких как конструкция и дизайн детектора, обслуживание систем и управление сбором данных в условиях высокой светимости, калибровка сложных систем детекторов, включая калориметры, получение и обработка высокоскоростных потоков первичных данных, многочисленные моделирования методом Монте-Карло и конечный анализ данных для получения желаемых физических результатов.

Данные с протон-антипротонного ускорителя тэватрон с энергией 1,96 ТэВ являются источником принципиально важных физических результатов. Программа Fermilab охватывала большое количество физических задач, включая поиск и изучение свойств топ-кварка ( $t$ -кварка), поиск новых частиц и явлений с участием тяжелых  $c$ -,  $b$ -,  $t$ -кварков. При работе на модернизированном детекторе CDF (Run II) главный акцент группы ОИЯИ был сделан на физике  $t$ -кварка. Группа из ОИЯИ принимала активное участие в анализе физических данных экспериментов на CDF, в частности в измерениях массы  $t$ -кварка в дилептонной и лептон-струйной модах, измерении заряда  $t$ -кварка. Отдельные сотрудники принимали участие в анализе данных при поиске бозона Хиггса.

Задачей большинства исследовательских групп, работавших на CDF, было обеспечение эффективной работы, включая программный контроль таких подсистем, где интеллектуальный и/или материальный вклад команды является доминирующим или очень важным. Группа ОИЯИ внесла решающий вклад в работу таких подсистем детектора, как сцинтилляционные счетчики мюонного триггера CDF, триггер на основе кремниевого вершинного детектора (SVT-триггер) для отбора событий со вторичными вершинами и пре-конвертор электромагнитного калориметра (CPR2). Группа участвовала в модернизации и эксплуатации системы сцинтилляционных счетчиков, создала систему контроля за их параметрами для обеспечения бесперебойной работы во время Run II. Благодаря эффективной работе мюонного триггера и триггера для отбора событий со вторичной вершиной выполнено большое количество физических исследований и получены важные физические результаты. Активным было участие в создании и поддержке работы SVT-триггера, с помощью которого сделан ряд открытий в области физики  $B$ -мезонов. Коллаборацией CDF отмечен большой вклад группы ОИЯИ в обновление пре-конвертера электромагнитного калориметра. С момента ввода детектора CDF в эксплуатацию, наряду с работой физиков ОИЯИ в качестве экспертов по обслуживанию вышеназванных детектирующих систем, стоит отметить участие сотрудников группы в качестве главных операторов (Ace shifter) по контролю над всей установкой, что предполагало огромную ответственность и

детальное знание всей совокупности детектирующих и вспомогательных систем CDF.

Данный обзор — своего рода итог по вкладу группы ОИЯИ в исследовательскую программу на тэватроне. Краткое описание тэватрона и детектора CDF приведено в первом разделе. Второй раздел посвящен описанию свойств  $t$ -кварка, в исследованиях которых группа из ОИЯИ принимала участие. В третьем разделе кратко представлены полученные результаты по поиску бозона Хиггса на тэватроне. В четвертом описан вклад группы ОИЯИ в создание, модернизацию и поддержание работы подсистем детектора CDF. Необходимо отметить, что роль группы ОИЯИ была высоко оценена международной коллаборацией CDF.

## 1. ТЭВАТРОН И ДЕТЕКТОР CDF

Строительство протон-антипротонного ускорителя (коллайдера) тэватрон (Tevatron) было завершено в 1983 г. Первые столкновения протонов с антипротонами произведены в 1985 г. Изначально энергия налетающих частиц в системе центра масс составляла  $\sqrt{s} = 1,8$  ТэВ. Далее в ходе модернизации это значение было доведено до  $\sqrt{s} = 1,96$  ТэВ. Пиковая светимость  $4 \cdot 10^{32} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  была достигнута в 2010 г.

Ускорительный комплекс Fermilab представлял собой совокупность восьми ускорителей (рис. 1). Процесс получения протонов начинался с ускорителя Кокрофта–Уолтона. Первоначально ускоренные им до 750 кэВ ионы водорода поступали на линейный ускоритель длиной 150 м, который, в свою очередь, доводил энергию ускоренного облака ионизированного водорода до 400 МэВ. Для очистки от электронов ускоренный пучок на выходе из линейного ускорителя пропускали через тонкую угольную пластину (фольгу). Очищенный таким образом пучок протонов входил в синхротрон (бустер) диаметром 150 м, где протоны ускорялись до энергии 8 ТэВ и одновременно производился отбор по энергии для получения однородного состава, а также пучок разделялся на 36 сгустков.

Линейный ускоритель и бустер вместе были способны обеспечить импульсы до  $5,0 \cdot 10^{12}$  протонов для производства антипротонов каждые 1,5 с или серию из 5–7 сгустков до  $6,0 \cdot 10^{10}$  протонов в каждом сгустке с 36-кратным повтором каждые 4 с. Главный инжектор представлял собой трехкилометровый кольцевой ускоритель, который увеличивал энергию протонов и антипротонов с 8 до 150 ТэВ. Максимальное количество протонов/антипротонов в пучке составляло  $3,0 \cdot 10^{13}$  частиц, разделенных на 504 сгустка по  $6,0 \cdot 10^{10}$  протонов/антипротонов в каждом.

Для получения антипротонов протоны с энергией 120 ТэВ выводились из главного инжектора и направлялись на никелевую мишень. Рождаемые в

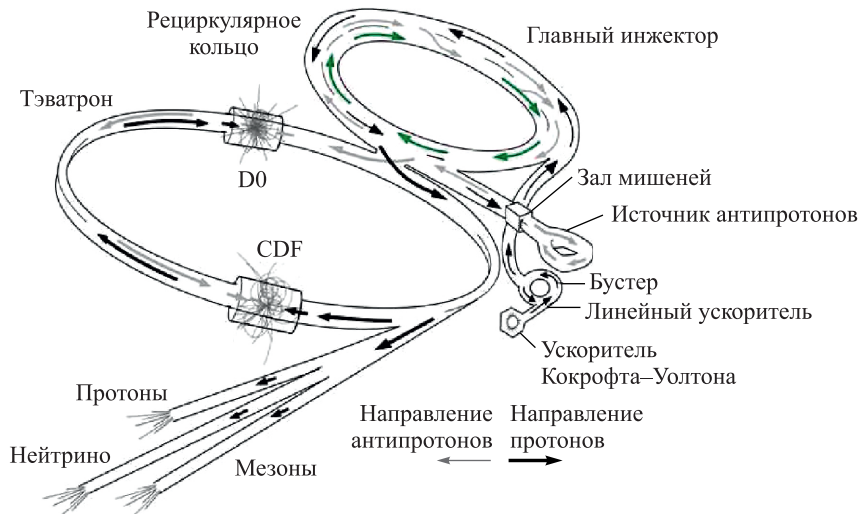


Рис. 1. Схема ускорительного комплекса Fermilab

столкновениях с энергией, близкой к 8 ГэВ, антипротоны собирались литиевыми линзами с широким круговым акцептансом в направлении ускорения частиц. Полученные пучки затем охлаждались стохастическим методом для создания сгустков антипротонов с малым фазовым объемом и переводились в так называемый накопитель. Сам тэватрон представлял собой шестикилометровый кольцевой ускоритель, в котором протоны и антипротоны, вращаясь в противоположных направлениях, ускорялись от 150 ГэВ до 1 ТэВ. 23 апреля 2007 г. (run 240033, store 5370) на тэватроне было достигнуто значение мгновенной светимости  $L = 2,6 \cdot 10^{32} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ .

В процессе столкновений накопленных протон-антипротонных пучков мгновенная светимость медленно уменьшалась. На начальной стадии определяющим фактором уменьшения светимости являлось рассеяние внутри пучка, через несколько часов от начала сеанса уменьшение количества антипротонов по причине столкновений с протонами становилось более значимым. Светимость уменьшалась в два раза приблизительно за семь часов. После восьмичасового сеанса около 75% антипротонов от начального количества оставалось в пучке. Они замедлялись в тэватроне, а затем в главном инжекторе и переводились для хранения в рециркулярное кольцо, расположенное в том же тоннеле, что и главный инжектор. Основные параметры тэватрона приводятся в табл. 1.

Детектор CDF (рис. 2) на тэватроне был спроектирован для изучения физики протон-антипротонных столкновений [1]. По аналогии с большинством детекторов, используемых в физике высоких энергий на коллайдерах, CDF

Таблица 1. Основные параметры тэватрона весной 2007 г. (Run II)

Параметр	Значение
Количество протонов в сгустке	$8,9 \cdot 10^{12}$
Количество антипротонов в сгустке	$2,7 \cdot 10^{12}$
Энергия частиц, ГэВ	980
Мгновенная светимость, $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$	$(20-28) \cdot 10^{31}$
Интегральная светимость, $\text{пб}^{-1}/\text{нед.}$	30–40
Среднее число столкновений	1,2

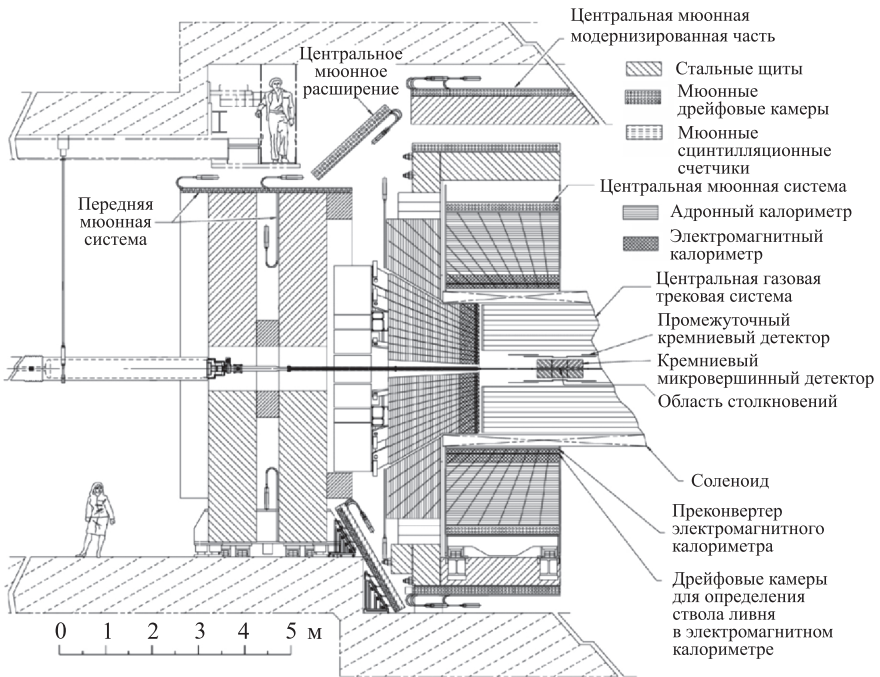


Рис. 2. Детектор CDF во фронтальном разрезе

имел цилиндрическую геометрию с осевой и продольно-поперечной симметрией. Со времени своего ввода в эксплуатацию детектор CDF претерпел ряд существенных изменений и усовершенствований. Так, например, увеличение числа сгустков в пучке с 6 (Run I) до 36 (Run II) с одновременным уменьшением времени между ними с 3500 нс (Run I) до 396 нс (Run II) вызвало необходимость в ряде усовершенствований, таких как применение более быстрой аппаратуры для сбора данных, улучшение параметров детектирующих систем или использование новых более быстрых и эффективных детекторов.

Кроме того, детектор был дополнен рядом систем детектирования для увеличения акцептанса. Все эти усовершенствования на этапе Run II позволили увеличить количество регистрируемых событий относительно Run I.

В состав детектора CDF входили высокоточная система регистрации треков заряженных частиц, калориметрическая система и система регистрации и идентификации мюонов. Для определения электрических зарядов и измерения импульсов заряженных частиц было создано магнитное поле с максимальной индукцией  $B = 1,4$  Тл. Внутри соленоида, непосредственно вокруг вакуумной камеры, где происходили столкновения протон-антипротонных пучков, был размещен кремниевый вершинный детектор (SVX II, ISL). За ним располагалась центральная газовая трековая камера (COT), которая вместе с кремниевым вершинным детектором составляла единую трековую систему. За соленоидом была расположена калориметрическая система для определения энергии и координат электронов, фотонов, адронов и струй, которая, в свою очередь, разделялась на две части — электромагнитную и адронную. Далее по периметру была расположена мюонная система детектора CDF II, которая состояла из сцинтилляционных счетчиков и координатных детекторов, выполненных на основе дрейфовых камер.

## 2. ИЗУЧЕНИЕ СВОЙСТВ $t$ -КВАРКА

Участие группы из ОИЯИ в эксперименте CDF распространялось не только на конструирование и дизайн детектора, обслуживание систем и управление сбором данных в условиях высокой светимости, калибровку систем детектора, программное обеспечение и работу с оборудованием, но и на физическую программу, анализ данных и Монте-Карло-моделирование для получения физических результатов. Также с помощью систем и подсистем, созданных с большим вкладом ОИЯИ, были открыты барионы, содержащие  $b$ -кварк, —  $\Sigma_b$ ,  $\Sigma_b^*$ ,  $\Xi_b$ , впервые проведены наблюдения и измерены осцилляции  $B_s - \bar{B}_s$ , а также наиболее точно измерена масса  $W$ -бозона. Но основной вклад группа внесла в анализ данных для физики  $t$ -кварка. Кроме того, группа из ОИЯИ участвовала в поиске бозона Хиггса на тэватроне.

**2.1. Открытие  $t$ -кварка.** *Краткая характеристика.* С момента открытия в экспериментах CDF и D0 на коллайдере тэватрон в 1995 г. [2, 3]  $t$ -кварк остается одним из наиболее интересных объектов исследования среди элементарных частиц. В Стандартной модели (СМ)  $t$ -кварк имеет те же квантовые числа и взаимодействует так же, как и все остальные  $u$ -кварки. Обладая спином  $1/2$  и электрическим зарядом  $+2/3$ , он является партнером  $b$ -кварка по слабому изоспиновому дублету. С точки зрения теории  $t$ -кварк необходим для того, чтобы избежать киральной аномалии в СМ и этим обеспечить ее согласованность как квантовой теории поля.

Значение массы  $t$ -кварка не предсказывается теорией (это один из параметров СМ), она измерена в экспериментах на тэватроне и ЛНС и в настоящее время определена наиболее точно среди всех кварков. Этот кварк представляет собой самую тяжелую элементарную частицу, его масса лишь немного меньше массы ядра золота. Несмотря на большое значение массы, до сих пор не было получено никакой информации о внутренней структуре  $t$ -кварка, во всех исследованиях он ведет себя как точечная частица (на экспериментальном уровне структура  $t$ -кварка, если она есть, не проявляется до расстояния  $10^{-19}$  м).

Ширина распада  $t$ -кварка, вычисленная в СМ, составляет около 1,33 ГэВ [4–6], что гораздо меньше, чем его масса, но значительно больше типичного масштаба квантовой хромодинамики (КХД)  $\Lambda \approx 200$  МэВ. Время жизни  $t$ -кварка  $\tau_t \approx 5 \cdot 10^{-25}$  с оказывается намного меньше, чем типичное время  $\tau_{\text{QCD}}$ , необходимое для образования связанных состояний адронов в КХД:  $\tau_{\text{QCD}} \approx 1/\Lambda_{\text{QCD}} \approx 3 \cdot 10^{-24}$  с. Поэтому  $t$ -кварк распадается до адронизации и вероятность образования адронов, содержащих его, очень мала [7, 8]. Из-за этого физика  $t$ -кварка проще, чем, например, физика  $B$ -адронов, в которой имеется большое число связанных состояний  $b$ -кварка с другими кварками и антикварками с различными квантовыми числами, массами, модами распада и т. д. При этом свойства  $t$ -кварка не скрыты эффектами адронизации, т. е. они передаются непосредственно продуктам его распада. Таким образом,  $t$ -кварк является чистым источником фундаментальной информации. Например, благодаря  $V$ - $A$ -структуре заряженных токов в СМ, должна существовать сильная корреляция спинов  $t$ - и  $\bar{t}$ -кварков, образующихся в сильных взаимодействиях, что предоставляет возможность экспериментальной проверки предсказаний СМ в кварковом секторе.

*История поиска.* Подробное описание истории поисков и открытия  $t$ -кварка можно найти, например, в работах [9, 10]. Сразу же после открытия  $b$ -кварка в 1977 г. возникли гипотезы о существовании его партнера по слабому изоспиновому дублету —  $t$ -кварка. Самые первые предсказания массы  $t$ -кварка были в области 20 ГэВ/ $c^2$  [11–13]. Первые возможности исследования в этой области масс появились на  $e^+e^-$ -коллайдере PETRA с энергией 46,8 ГэВ [14–18], где сразу в нескольких экспериментах в 1984 г. был установлен нижний предел для массы  $t$ -кварка 23 ГэВ/ $c^2$ . В 1986 г. в КЕК был построен  $e^+e^-$ -коллайдер TRISTAN с энергией 61,4 ГэВ, с помощью которого к 1990 г. была исключена возможность существования  $t$ -кварка с массой менее 30,2 ГэВ/ $c^2$  [19, 20]. Немного позже начали работать две  $e^+e^-$ -фабрики  $Z$ -бозонов, SLC и LEP, и был установлен новый нижний предел для массы  $t$ -кварка — 45,8 ГэВ/ $c^2$  [21–24]. Также в начале 1980-х гг. в ЦЕРН начал работу коллайдер Sp $\bar{p}$ S с энергией от 540 до 630 ГэВ, в результате нижний предел для массы  $t$ -кварка был увеличен до 69 ГэВ/ $c^2$  [25].



В 1988 г. начались поиски  $t$ -кварка на установке CDF на адронном коллайдере тэватрон с энергией в с.ц.м. 1,8 ТэВ. После определения нижнего предела сечения рождения  $t\bar{t}$ -пары был подсчитан нижний предел массы  $t$ -кварка, он оказался выше суммарной массы  $W$ -бозона и  $b$ -кварка и составил 91 ГэВ/ $c^2$  [26, 27], что исключило возможность распада  $W \rightarrow t\bar{b}$ . В 1992 г. наряду с детектором CDF начал работать детектор D0, с помощью которого был установлен новый нижний предел [28].

*Сигнатура.* Смешивание кварков в СМ описывается элементами матрицы Кабиббо–Кобаяши–Маскавы (СКМ) [29, 30]. Матричный элемент  $V_{tb}$  близок к единице, а элементы  $V_{ts}$  и  $V_{td}$  значительно меньше единицы. Следовательно, в рамках СМ  $t$ -кварк распадается на  $W$ -бозон и  $b$ -кварк с вероятностью, близкой к 100 %. Ширина этого канала распада  $t$ -кварка имеет вид

$$\Gamma(t \rightarrow Wb) = |V_{tb}|^2 \frac{G_F m_t^3}{8\pi\sqrt{2}} \left(1 - \frac{m_W^2}{m_t^2}\right)^2 \left(1 + 2\frac{m_W^2}{m_t^2}\right)^2 \left[1 - \frac{2\alpha_s}{3\pi} \left(\frac{2\pi^2}{3} - \frac{5}{2}\right)\right],$$

где  $m_W$  — масса  $W$ -бозона;  $G_F$  — постоянная Ферми;  $m_t$  — масса  $t$ -кварка;  $\alpha_s$  — постоянная сильного взаимодействия. Таким образом, сигнатура распада образующейся в  $p\bar{p}$ -столкновениях  $t\bar{t}$ -пары в значительной мере определяется распадами двух  $W$ -бозонов, которые могут распадаться как по лептонному каналу ( $W \rightarrow l\nu$ ), что соответствует примерно 33 % всех распадов, так и по адронному каналу ( $W \rightarrow qq'$ ), отвечающему за 67 % всех распадов  $W$ -бозона. Мода распада, в которой один  $W$ -бозон распался по лептонному каналу, а другой — по адронному,  $t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}W^+W^- \rightarrow b\bar{b}(l^+\nu)(jj)$  называется лептон-струйной (рис. 3, а). Она составляет 43,5 % от всех распадов  $t\bar{t}$ -пар. Около 46,2 % всех  $t\bar{t}$ -пар распадается по мультиструйному каналу  $t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}W^+W^- \rightarrow b\bar{b}(jj)(jj)$ , когда оба  $W$ -бозона дают кварк-антикварковую пару (рис. 3, б). Остальные 10,3 % приходятся на дилептонный канал, когда оба  $W$ -бозона распадаются по лептонному каналу  $t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}W^+W^- \rightarrow b\bar{b}(l^+\nu)(l^-\bar{\nu})$  (рис. 3, в).

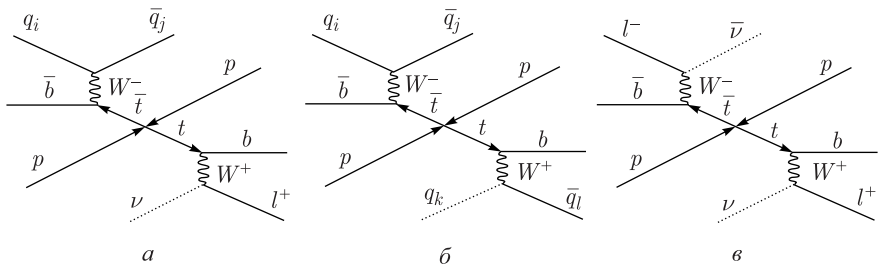


Рис. 3. Каналы распада  $t\bar{t}$ -пары: а) лептон-струйный; б) мультиструйный; в) дилептонный

*Открытие на тэватроне.* В 1994 г. в эксперименте CDF на статистике, соответствующей интегральной светимости  $19 \text{ пб}^{-1}$ , было зарегистрировано больше, чем ожидалось,  $t\bar{t}$ -подобных событий от известных фоновых процессов. Коллаборация сообщила, что получено указание на образование  $t$ -кварка в 12 дилептонных и лептон-струйных событиях, причем по крайней мере одна струя в лептон-струйном событии была связана с  $b$ -кварком, о чем свидетельствовали данные с кремниевого детектора (присутствие в струе мюона с малым поперечным импульсом) [31].

Анализ событий позволил оценить массу  $t$ -кварка  $m_t = (174 \pm 16) \text{ ГэВ}/c^2$ . Коллаборации CDF и D0 обновили критерии отбора для оптимизации чувствительности к поиску  $t$ -кварка с массой  $150\text{--}200 \text{ ГэВ}/c^2$ . В марте 1995 г. обе коллаборации представили статьи об открытии  $t$ -кварка в «Physical Review Letters» [32, 3]. В эксперименте CDF было получено значение  $m_t = (176 \pm 13) \text{ ГэВ}/c^2$ , в эксперименте D0 —  $m_t = (190 \pm 30) \text{ ГэВ}/c^2$ . В каждом из экспериментов наблюдался избыток событий, достоверность отличия которых от фона составляла немного менее  $5\sigma$ . Совместный результат имел уровень достоверности более  $5\sigma$ , тем самым был задан современный стандарт для признания какого-либо результата открытием.

**2.2. Сечение рождения  $t$ -кварка на тэватроне.** До 2009 г.  $t$ -кварк мог рождаться только в экспериментах на тэватроне. В 2001–2011 гг. в этих экспериментах при энергии сталкивающихся пучков  $1,96 \text{ ТэВ}$  была набрана статистика, соответствующая интегральной светимости около  $10 \text{ фб}^{-1}$ , которая примерно в 500 раз превышала интегральную светимость при открытии  $t$ -кварка в 1995 г. На адронных коллайдерах  $t$ -кварки в основном образуются парами в процессах, связанных с сильным взаимодействием. Рождение  $t\bar{t}$ -пары происходит либо при аннигиляции кварка и антикварка, либо при взаимодействии глюонов в сталкивающихся частицах. На тэватроне доля процессов аннигиляции кварк–антикварк составляла около 85 %.

В рамках КХД в NNLO-приближении (Next-to-Next-to-Leading Order) было рассчитано инклюзивное сечение рождения  $t\bar{t}$ -пар [33]. В этом же приближении были вычислены некоторые дифференциальные сечения [34]. Таким образом, точные измерения инклюзивных и дифференциальных сечений могут быть использованы для проверки предсказаний СМ. Например, так как  $t$ -кварк распадается до адронизации, при изучении процессов рождения  $t\bar{t}$ -пар можно получить информацию о корреляции спинов и поляризации  $t$ - и  $\bar{t}$ -кварков.

**2.2.1. Рождение  $t\bar{t}$ -пары в событиях с двумя лептонами и  $b$ -струями.** Измерения сечения рождения  $t\bar{t}$ -пары проводились в разных каналах распада: лептон-струйном, дилептонном, полностью адронном. Далее описаны результаты, полученные в дилептонном канале распада (рис. 3,  $\theta$ ). Для измерений сечения рождения  $t\bar{t}$ -пары был выбран распад  $t\bar{t} \rightarrow (W^+b)(W^-\bar{b}) \rightarrow$

$(l^+ \nu_l b)(l^- \bar{\nu}_l \bar{b})$ , в качестве лептонов рассматривались только электроны и мюоны, адронные распады  $\tau$ -лептона не учитывались. Анализ проводился на полной статистике Run II, набранной с марта 2002 г. по сентябрь 2011 г., которая соответствовала интегральной светимости  $8,8 \text{ fb}^{-1}$  (после применения требований к качеству данных) [35].

*Критерии отбора событий.* Для анализа отбирались события с одним электроном (мюоном) с поперечной энергией (импульсом)  $E_T > 18 \text{ ГэВ}$  ( $p_T > 18 \text{ ГэВ}/c$ ). Для событий с электронами необходимо было ввести критерий обособленности: поперечная энергия, измеренная в конусе  $R = 0,4$ , образованном вокруг лептона, должна быть на 10 % меньше, чем энергия от электрона-кандидата. Для off-line-анализа отбирались события, содержащие по крайней мере один изолированный лептон с  $E_T > 20 \text{ ГэВ}$  ( $p_T > 20 \text{ ГэВ}/c$ ), дополнительно требовалось наличие второго лептона, отобранного по таким же критериям по энергии (импульсу), но без условия обособленности. События с более чем двумя реконструированными лептонами отбрасывались. Присутствие нейтрино в дилептонной моде распада  $t\bar{t}$ -пары дает большой дисбаланс в полную поперечную энергию  $E_T$ , поэтому, чтобы исключить влияние процессов, не содержащих нейтрино от векторно-бозонных распадов, требовалось ввести критерий  $\cancel{E}_T > 25 \text{ ГэВ}$ . В событиях, в которых дисбаланс энергии присутствует из-за инструментальных эффектов, угол между направлением лептона или струи и направлением  $\cancel{E}_T$  обычно мал. Если угол был меньше  $20^\circ$ , то вводилось дополнительное требование для уменьшения фона:  $\cancel{E}_T > 50 \text{ ГэВ}$ . Чтобы исключить события от рождения  $Z/\gamma^*$ , было введено требование на высокую  $\cancel{E}_T$ -значимость [36] в событиях, в которых идентифицированные лептоны имели ароматы и эффективную массу, соответствующие  $Z$ -резонансу. Также для исключения событий от димюонных резонансов с малой массой было введено требование, чтобы суммарная эффективная масса двух лептонов была более  $5 \text{ ГэВ}/c^2$ . Отобранные по вышеуказанным критериям события образовали набор, удовлетворяющий требованиям дилептонного отбора.

В событиях, прошедших дилептонный отбор, требовалось наличие по крайней мере двух струй с энергией  $E_T > 15 \text{ ГэВ}$  в интервале псевдобыстроты  $|\eta| < 2,5$ . Реконструкция струй проводилась с помощью специального углового алгоритма [37]. При этом суммарная поперечная энергия от всех частиц ( $H_T = p_{T \text{ lep}} + E_{T \text{ jet}} + \cancel{E}_T$ ) должна была удовлетворять требованию  $H_T > 200 \text{ ГэВ}$ , а лептоны должны были иметь противоположные электрические заряды. Эти события вошли в так называемый «предмеченный» набор, он использовался для проверки сигнальных и фоновых моделей. Для измерения сечения рождения  $t\bar{t}$ -пары использовался «меченный» набор, содержащий события из «предмеченного» набора с дополнительным требованием  $b$ -мечения по крайней мере одной струи алгоритмом SECVTX [38]. События, прошедшие дилептонный отбор, но содержащие

одну или вообще не содержащие адронных струй, вошли в контрольный набор для оценки фона.

Время жизни  $B$ -адронов составляет приблизительно 1,5 пс, что соответствует расстоянию от первичной до вторичной вершины 450 мкм. Для реконструкции первичных и вторичных вершин использовались треки заряженных частиц, было рассчитано расстояние между первичной и вторичной вершинами и их относительное расположение в плоскости, поперечной пучку ( $L_{2D}$ ). Струя рассматривалась как  $b$ -меченная SECVTX-алгоритмом, если  $L_{2D}$  и ее стандартное отклонение  $\sigma$  удовлетворяют условию  $L_{2D}/\sigma > 7,5$ . Струи с  $L_{2D}/\sigma < -7,5$  топологически не соответствуют распадам  $B$ -адронов, но были использованы для определения ошибок от аппаратуры [38].

*Эффективность отбора  $t\bar{t}$ -событий в дилептонном канале.* Эффективность отбора событий рождения  $t\bar{t}$ -пары определялась с помощью генератора Монте-Карло PYTHIA [39] в комбинации с детальной моделью детектора CDF [40]. Учитывались события, в которых оба  $W$ -бозона, рожденных в результате распада  $t\bar{t}$ -пары, распались на заряженные лептоны и нейтрино, масса  $t$ -кварка была принята равной 172,5 ГэВ/ $c^2$ . В рассмотрение принимались смоделированные события с первичной вершиной, расположенной на расстоянии  $\pm 60$  см от центра детектора CDF по оси  $Z$ , эффективность этого требования составляла  $(97,47 \pm 0,02) \%$ . Полный аксептанс для  $b$ -меченых (предмеченных) дилептонных сигнальных событий составлял  $(0,461 \pm 0,003)$  (стат.)% ( $(0,756 \pm 0,004)$  (стат.)%), включая лептонную ветвь распада. Полученное значение аксептанса корректировалось на эффективность лептонного триггера, которая составляла 85–95%.

При моделировании также учитывались эффективности идентификации лептонов, для измерения которых использовался распад  $Z/\gamma^* \rightarrow ll$ , при котором один лептон был идентифицирован полностью, а другой использовался для измерения эффективности идентификации. С помощью этих эффективностей были рассчитаны поправочные коэффициенты  $(0,8-1,0)$ , которые использовались в моделировании. Разница в определении эффективности в алгоритме  $b$ -мечения между данными измерения и смоделированными данными была подкорректирована с помощью поправочного коэффициента  $S_b = 0,96 \pm 0,05$ , который учитывал разницу между свойствами струй от распада  $t\bar{t}$ -пары и  $b$ -меченых струй в калибровочном наборе.

*Фоновые события.* Основными фоновыми процессами для рождения  $t\bar{t}$ -пары, распадающейся в дилептонном канале, являются дибозонные события и рождение  $Z/\gamma^*$ . Также принимались во внимание процессы, в которых фотон или адронная фрагментация ошибочно идентифицировалась как лептон, например, процессы рождения  $W\gamma$  или  $W$ -бозона вместе с несколькими струями.

Моделирование процесса рождения дибозонов проводилось с помощью генератора PYTHIA с учетом расчетов поперечных сечений в NNLO-приближении, с использованием функций распределения партонов MCFM и MSTW2008 [41,42]:  $\sigma_{WW} = (11,34 \pm 0,68)$  пб,  $\sigma_{WZ} = (3,47 \pm 0,21)$  пб,  $\sigma_{ZZ} = (3,62 \pm 0,22)$  пб. Для моделирования процесса  $Z/\gamma^* \rightarrow l^+l^-$  использовались генераторы ALPGEN+PYTHIA [43]. Процесс  $Z/\gamma^* \rightarrow \tau^+\tau^-$  с большим значением  $E_T$  рассматривался отдельно с учетом NLO-приближения [36], моделирование распадов  $W\gamma$  проводилось с помощью BAUR-генератора [44] с учетом эффектов высокого порядка и значения сечения  $\sigma_{W\gamma} = (32 \pm 3)$  пб [45]. Последний процесс учитывался в контрольных наборах с низкой множественностью струй и не учитывался в сигнальном наборе.

Выборка событий из предметного набора с эффективной массой лептонов, соответствующей  $Z$ -резонансу, принималась за набор с фоновыми распадами  $Z/\gamma^* \rightarrow ee(\mu\mu)$  с потерянной энергией  $E_T$  из-за ошибок аппаратуры. Вклады других процессов вычитались, а затем производилась экстраполяция наблюдаемой вероятности распада вне резонанса с помощью смоделированного набора независимо для каждого вида лептонов и количества струй. Ошибки от вклада фоновых процессов преобладали над ограниченным количеством данных  $Z/\gamma^* + u, d, s, g$ , содержащихся в меченом наборе, определялась при помощи коэффициента, полученного в предметном наборе [38]. После выделения влияния всех фоновых явлений был найден поправочный коэффициент, равный  $1,8 \pm 0,1$ .

Также был оценен вклад в набор от процесса с одним мюоном и одним электроном при распаде  $Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu$ , в котором тормозное излучение приводило к тому, что мюон ошибочно принимался за электрон. Эти события описывались с помощью смоделированного набора для процесса  $Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu$ . Фон от событий, в которых адронная струя ошибочно принималась за лептоны, оценивался с использованием выборки событий, содержащих один точно идентифицированный лептон и лептонные кандидаты, прошедшие менее строгие критерии отбора. Вероятность того, что кандидат будет реконструирован как лептон, определялась для разных интервалов поперечной энергии и изоляции и измерялась из наборов событий, в которых доминировали две струи, причем одна из них имела поперечную энергию  $E_T > 50$  ГэВ [36]. Эти вероятности применялись в качестве весов при моделировании ошибочно идентифицированных лептонов в так называемых наборах  $W+$  струи, когда точно реконструировался только один лептон с большим значением поперечной энергии, а второй являлся похожим на мюон или электрон кандидатом. Чтобы исключить из этого набора события с двумя точно идентифицированными лептонами, было введено дополнительное требование для лептона-кандидата: он должен был не удовлетворять по крайней мере одному лептонному критерию отбора. Погрешности модели фоновых

явлений с ошибочно идентифицированными лептонами преобладали в наборах с поперечной энергией струй более чем 20, 50, 70 и 100 ГэВ.

*Систематические погрешности.* Основными источниками систематических погрешностей, влияющих на эффективность сигнала, при измерении сечения рождения  $t\bar{t}$ -пары были эффекты от ошибочно идентифицированных лептонов, от шкалы энергии струй (JES), от использования различных генераторов событий, от глюонного излучения в начальном и конечном состояниях, от функции распределения партонов (PDF, Parton Distribution Function) и от цветового повторного взаимодействия.

Поправочный коэффициент на влияние ошибочной идентификации лептонов составил 2,2 %, погрешность от шкалы энергии струй во всех смоделированных наборах определялась через изменение энергии струй в пределах  $\pm 1\sigma$  от номинального значения с последующим измерением сдвига в акцептансе сигнала и фона. Полученная погрешность оказалась равной 3,3 %. Решающий вклад в полную систематическую погрешность дают модели фоновых событий и  $b$ -мечение, все остальные погрешности составляли около 2 % (табл. 2). Полная систематическая погрешность определялась как квадратичная сумма от всех вкладов и составила 8,6 % для набора без  $b$ -мечения и 7,2 % для наборов с  $b$ -мечением.

Таблица 2. Систематические погрешности для наборов с  $b$ -мечением и без него

Источник погрешности	Значение для наборов без $b$ -мечения, %	Значение для наборов с $b$ -мечением, %
Эффективность идентификации лептонов	2,2	2,2
Шкала энергии струй (JES)	3,3	3,3
Генераторы для моделирования	1,9	1,9
Глюонное излучение в начальном и конечном состояниях	1,3	1,3
Цветовое повторное взаимодействие	1,2	1,2
PDF	0,6	0,6
$b$ -мечение	—	5,0
Модели фоновых событий	7,1	2,1
Полная систематическая погрешность	8,6	7,2

*Результаты измерения сечения рождения  $t\bar{t}$ -пары в дилептонном канале.* В качестве контрольного для фоновых событий использовался набор с одной струей и  $b$ -мечением. Данные для окончательной выборки событий с одной и более струями, прошедших все критерии отбора, приведены в табл. 3. Ожидаемое количество фоновых и сигнальных событий в выборке с  $b$ -мечением соответствовало интегральной светимости  $8,8 \text{ фб}^{-1}$ , погрешности рассчиты-

Таблица 3. Ожидаемое количество фоновых и сигнальных событий в выборке с  $b$ -мечением

Источник	Шаблон с одной струей (тестовый)	Шаблон с двумя и более струями ( $H_T + OS$ , сигнальный)
$WW$	$0,8 \pm 0,2$	$0,6 \pm 0,2$
$WZ$	$0,2 \pm 0,0$	$0,1 \pm 0,0$
$ZZ$	$0,1 \pm 0,0$	$0,3 \pm 0,1$
$Z/\gamma^* + u, d, s, g$	$2,1 \pm 0,2$	$2,8 \pm 0,3$
$Z/\gamma^* + b, c$	$1,8 \pm 0,2$	$2,5 \pm 0,2$
Другие	$1,9 \pm 0,7$	$16 \pm 5$
Полный фон	$6,9 \pm 0,9$	$22 \pm 5$
$t\bar{t}$ ( $\sigma = 7,09$ пб)	$20,2 \pm 1,4$	$224 \pm 15$
Ожидаемое в рамках СМ	$27,1 \pm 2,2$	$246 \pm 20$
Наблюдаемое	29	246

вались как квадратичная сумма из систематических и статистических погрешностей для каждого процесса. « $H_T + OS$ » в последнем столбце означает, что события содержат лептоны с противоположным электрическим зарядом и удовлетворяют требованию  $H_T > 200$  ГэВ. Чистота сигнала в выборке с  $b$ -мечением составила 91 %, без мечения — 73 %.

Поперечное сечение рождения  $t\bar{t}$ -пары рассчитывалось по формуле

$$\sigma_{t\bar{t}} = \frac{N_{\text{obs}} - N_{\text{bkg}}}{\sum_i A_i L_i},$$

где  $N_{\text{obs}}$  и  $N_{\text{bkg}}$  — количество дилептонных событий-кандидатов и количество ожидаемых фоновых событий соответственно, а знаменатель представляет собой взвешенную сумму исправленных акцептансов для каждого класса событий. Были использованы различные значения интегральной светимости  $L_i$ , так как идентификация событий для каждого класса лептонов требовала полной функциональности различных подсистем детектора CDF. Для событий с  $b$ -мечением знаменатель в вышеприведенной формуле был равен  $(31,60 \pm 0,19)$  пб $^{-1}$ .

Для дилептонной выборки с  $b$ -мечением измеренное поперечное сечение рождения  $t\bar{t}$ -пары составило  $\sigma_{t\bar{t}} = 7,09 \pm 0,49$  (стат.)  $\pm 0,52$  (сист.)  $\pm 0,43$  (свт.) =  $(7,09 \pm 0,84)$  пб. Этот результат соответствует предсказанию КХД в NLO-приближении и находится в хорошем согласии с комбинированным результатом коллабораций CDF и D0 по всем наблюдаемым на тэва-

троне каналам распада  $t\bar{t}$ -пары ( $\sigma_{t\bar{t}} = 7,68 \pm 0,20$  (стат.)  $\pm 0,36$  (сист.) =  $(7,09 \pm 0,84)$  пб [46]).

**2.2.2. Открытие одиночного рождения  $t$ -кварка.** Впервые предположение о том, что  $t$ -кварки могут рождаться поодиночке в электрослабых процессах в столкновениях, происходящих при высокой энергии, было выдвинуто в работе [47]. Рождение одиночного  $t$ -кварка происходит или через  $t$ -канальный процесс, идущий через обмен виртуальным  $W$ -бозоном в пространственноподобной области между легким кварком ( $u, d, s, c$ ) и  $b$ -кварком, или через так называемый  $Wt$ -процесс (ассоциированное рождение  $t$ -кварка и  $W$ -бозона), или через  $s$ -канальный процесс, который происходит благодаря обмену виртуальным  $W$ -бозоном во времениподобной области с последующим образованием  $t$ - и  $b$ -кварков (рис. 4). На тэватроне доминирующим был  $t$ -канальный процесс,  $Wt$ -процесс был в 4 раза слабее, чем  $s$ -канальный.

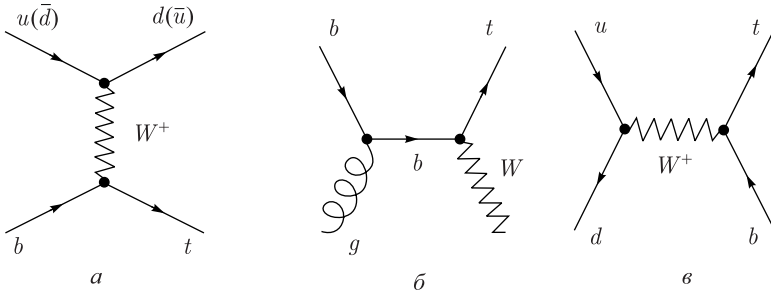


Рис. 4. Диаграммы трех механизмов одиночного рождения  $t$ -кварка: а)  $t$ -канальный; б)  $Wt$ -ассоциированное рождение; в)  $s$ -канальный процесс

Предсказание СМ для сечения рождения одиночного  $t$ -кварка при комбинации  $s$ - и  $t$ -канальных процессов составляет  $\sigma_{\text{СМ}}^{s+t} = (3,15 \pm 0,36)$  пб в приближении NNLO [48, 49]. Следует учесть, что сечение рождения одиночного  $t$ -кварка пропорционально квадрату элемента  $\bar{V}_{tb}$ -матрицы СКМ, что дает возможность с учетом погрешностей теоретических предсказаний непосредственно определить значение  $V_{tb}$  без предположений о количестве поколений кварков или унитарности матрицы СКМ.

О наблюдении рождения одиночного  $t$ -кварка коллаборации CDF и D0 сообщили в 2009 г. [50, 51] после обработки данных, соответствующих интегральной светимости  $3 \text{ фб}^{-1}$ . Основную проблему представлял высокий фон от событий образования  $W$ -бозона совместно с несколькими адронными струями. Данный процесс имеет большое сечение и схожую с сигналом топологию. После начального отбора событий доля сигнальных событий составляла только 5%, что гораздо меньше неопределенности в предсказанном уровне фона. Единственная возможность установить надежно наличие



событий с одиночным  $t$ -кварком заключалась в использовании методов многомерного анализа [52], которые позволяют объединить несколько десятков параметров события в один дискриминант, обеспечивающий хорошее разделение сигнала и фона. В 2016 г. коллаборация CDF опубликовала работу [53], в которой привела последние уточненные данные по измерениям сечения рождения одиночного  $t$ -кварка на основе полных данных CDF, соответствующих интегральной светимости  $9,5 \text{ фб}^{-1}$ .

*Критерии отбора событий.* Основным критерием отбора событий было наличие в них двух струй с поперечной энергией в пределах  $25 < E_T^{j1} < 200 \text{ ГэВ}$  и  $20 < E_T^{j2} < 120 \text{ ГэВ}$  соответственно. Одновременно требовалось, чтобы обе эти струи были идентифицированы кремниевым детектором в диапазоне псевдобыстроты  $|\eta| < 2$ , а одна из них должна удовлетворять дополнительному условию  $|\eta| < 0,9$ . События с тремя струями принимались в анализ при условии  $15 < E_T^{j3} < 100 \text{ ГэВ}$  и  $|\eta| < 2,4$ . События с четырьмя и более струями рассматривались только при условии, что каждая дополнительная струя удовлетворяет требованиям  $E_T > 15 \text{ ГэВ}$  и  $|\eta| < 2,4$ . Для уменьшения фона от сильных взаимодействий (КХД мультиструйных событий) вводилось требование на угол между двумя ведущими по энергии струями:  $\Delta R > 0,8$ . События, удовлетворяющие этим критериям, составляли так называемую «предмеченную» выборку.

Также для уменьшения фона, связанного с КХД-взаимодействиями, вводилось требование, что по крайней мере одна из двух ведущих по энергии струй была  $b$ -меченной НОВИТ-алгоритмом [54], который присваивал каждой струе значение от 0 до 1 (0 — неточно меченная струя, 1 — сильно меченная струя). События с двумя  $b$ -кварками в конечном состоянии разделялись на три категории: 1Т — события с одной сильно меченной струей и одной немеченной, ТТ — события с двумя сильно меченными струями, ТЛ — события с одной сильно меченной струей и одной неточно меченной. Далее эти категории подразделялись на 6 подкатегорий согласно полному количеству струй, каждая из подвыборок анализировалась отдельно для увеличения чувствительности и для разделения  $s$ - и  $t$ -канальных процессов. Эффективность отбора составила 2,5 % для  $t$ -канала и 1,7 % для  $s$ -канала.

Все события, прошедшие вышеуказанные кинематические критерии и требования по  $b$ -мечению, были поделены на две выборки: в одной не было идентифицированных лептонов («предотборочная» выборка), другая содержала события по крайней мере с одним идентифицированным лептоном («электрослабая» выборка). Первая использовалась для анализа сигнальных событий, вторая — для проверки моделей фоновых событий.

*Моделирование сигнальных и фоновых событий.* Большинство физических процессов моделировалось с помощью Монте-Карло-генераторов. Для моделирования рождения одиночного  $t$ -кварка использовался POWHEG-гене-

ратор [55], фоновые процессы  $W$ ,  $Z$ +струи и  $W + c$  были смоделированы с помощью генератора ALPGEN [43]. Программа PYTHIA использовалась для моделирования дибозонных событий, событий рождения  $t\bar{t}$ -пары и рождения бозона Хиггса вместе с  $W$ - и  $Z$ -бозонами. Также PYTHIA вместе с распределением партонных функций CTEQ5L [56] использовалась во всех случаях моделирования партонных ливней. Для моделирования взаимодействия частиц с детектором CDF использовался GEANT [57].

Как уже упоминалось, для отделения фоновых событий от сигнальных использовались методы многомерного анализа. В многомерных дискриминантах использовались не только различия в распределениях сигнала и фона для каждого параметра, но и корреляции между ними. В предотборочной выборке основным фоном были КХД мультиструйные (MJ) события, для отделения которых от сигнальных был разработан  $NN_{QCD}$  многомерный дискриминант, как для поиска одиночного  $t$ -кварка в  $s$ -канале [58]. События, удовлетворяющие минимальным требованиям  $NN_{QCD}$ -дискриминанта, попадали в сигнальную область, остальные использовались для проверки предсказаний фона из данных. После проверки для каждой из 1Т-, TL-, TT-, MJ-категорий событий выводился многомерный корректирующий множитель (от 0,7 до 0,9) так, чтобы предсказания для полного фона соответствовали измеренным данным.

Для всех событий, попавших в сигнальную область, были разработаны два дополнительных дискриминанта, с помощью которых отделялись сигнальные события от фоновых событий  $V$ +струи ( $NN_{Vjet}$ -дискриминант), а также фоновые события от событий рождения  $t\bar{t}$ -пары ( $NN_{t\bar{t}}$ -дискриминант).  $NN_{Vjet}$ -дискриминант был проверен на смоделированных событиях рождения одиночного  $t$ -кварка для сигнального шаблона и на смоделированных КХД мультиструйных событиях для фонового шаблона. Для проверки  $NN_{t\bar{t}}$ -дискриминанта также использовался указанный выше сигнальный шаблон, а в качестве фонового был взят шаблон из смоделированных событий рождения  $t\bar{t}$ -пары. Эти два шаблона были объединены в полный дискриминант  $N_{sig}^t$  согласно [58]. Для  $s$ -канала использовался  $NN_{sig}$  из [58], вместе с  $N_{sig}^t$ -дискриминантом он использовался для  $N_{sig}^{t+s}$ -дискриминанта при одновременном анализе  $s$ - и  $t$ -каналов.

*Систематические погрешности.* Основной вклад в систематические погрешности вносили фоновые события  $V$ +кварки тяжелого аромата ( $V + HF$ ), погрешность была оценена (30%) и вошла в окончательный фит. Погрешности от эффективности  $b$ -мечения изменялись от 20 до 30% для различных выборок [54]. Остальные погрешности были определены или из измерений ( $W + c$  — 23% [59]), или из теоретических предсказаний (рождение  $t\bar{t}$ -пары — 3,5%,  $VV$  — 6%,  $VH$  — 5% [60, 41, 61]).

Погрешность от нормировки фона от КХД мультиструйных событий составила 3–7%, от светимости — 6% [62]. Кроме того, погрешность эффективности отбора для лептонов составила 2%, также в 2% была оценена

погрешность PDF и погрешность в разнице эффективности триггера и при моделировании. Погрешность от шкалы энергии струй составляла 1–6 % для всех выборок кроме КХД фоновых событий. Все систематические погрешности вошли в окончательный фит с использованием  $NN$ -дискриминанта.

*Результаты измерения сечения рождения одиночного  $t$ -кварка.* С учетом систематических погрешностей для анализа использовался метод Байеса, в котором каждому независимому источнику погрешностей ставится в соответствие фоновый параметр с гауссовым распределением плотности вероятности. Количество сигнальных и фоновых событий для выборок с двумя и тремя струями для 1Т-, TL-, TT-подвыборок приведены в табл. 4 и 5 соответственно.

**Таблица 4. Количество фоновых и сигнальных событий для выборок с двумя струями для 1Т-, TL- и TT-подвыборок**

Категория	1Т	TL	TT
$t\bar{t}$ -события	$242,9 \pm 24,3$	$84,8 \pm 9,3$	$92,4 \pm 8,4$
$VH$	$12,6 \pm 1,4$	$6,6 \pm 0,8$	$7,6 \pm 0,8$
Дибозонные события	$284,9 \pm 25,6$	$51,3 \pm 4,6$	$37,2 \pm 3,4$
$V$ + струи	$6527,7 \pm 1319,2$	$694,2 \pm 113,3$	$220,2 \pm 36,1$
КХД мультиструйные события	$8328,5 \pm 180,6$	$885,2 \pm 56,7$	$296,8 \pm 31,8$
$s$ -канал рождения одиночного $t$ -кварка	$86,2 \pm 47,2$	$41,8 \pm 23,0$	$45,9 \pm 25,0$
$t$ -канал рождения одиночного $t$ -кварка	$160,5 \pm 253,2$	$10,8 \pm 10,3$	$9,2 \pm 8,8$
Всего	$15643,4 \pm 1341,6$	$1774,8 \pm 129,6$	$709,3 \pm 55,7$
Наблюдаемое	15312	1743	686

**Таблица 5. Количество фоновых и сигнальных событий для выборок с тремя струями для 1Т-, TL- и TT-подвыборок**

Категория	1Т	TL	TT
$t\bar{t}$ -события	$596,5 \pm 59,6$	$117,5 \pm 12,8$	$109,5 \pm 9,9$
$VH$	$6,0 \pm 0,7$	$1,9 \pm 0,2$	$2,2 \pm 0,2$
Дибозонные события	$107,7 \pm 9,7$	$15,7 \pm 1,5$	$8,8 \pm 0,8$
$V$ + струи	$1609,5 \pm 325,5$	$164,5 \pm 26,9$	$50,4 \pm 8,4$
КХД мультиструйные события	$1818,2 \pm 48,7$	$187,5 \pm 14,7$	$55,9 \pm 7,7$
$s$ -канал рождения одиночного $t$ -кварка	$45,7 \pm 25,0$	$15,4 \pm 8,4$	$16,2 \pm 8,9$
$t$ -канал рождения одиночного $t$ -кварка	$82,2 \pm 78,5$	$7,5 \pm 7,1$	$6,8 \pm 6,5$
Всего	$4265,7 \pm 344,6$	$510,0 \pm 35,1$	$249,8 \pm 18,7$
Наблюдаемое	4198	490	237

Измеренное поперечное сечение рождения одиночного  $t$ -кварка составило  $\sigma_{s+t} = 3,53_{-1,16}^{+1,25}$  пб при предсказании СМ ( $3,15 \pm 0,36$ ) пб [48]. Абсолютное значение элемента  $V_{tb}$  матрицы СКМ было получено из соотношения  $|V_{tb}|_{\text{obs}}^2 = |V_{tb}|_{\text{SM}}^2 \frac{\sigma_{\text{obs}}^{s+t}}{\sigma_{\text{SM}}^{s+t}}$ , где индексы «obs» и «SM» соответствуют наблюдаемому и теоретическому значениям соответственно. В предположении, что  $|V_{tb}|_{\text{SM}}^2 = 1$ , и с учетом предсказаний СМ для  $s$ - и  $t$ -каналов и теоретических погрешностей для поперечного сечения (5,8% для  $s$ -канала и 6,2% для  $t$ -канала) с 95%-й вероятностью нижняя граница для  $|V_{tb}|$  равна 0,63. Также были получены значения сечения для одиночного рождения  $t$ -кварка с помощью фитирования по  $s$ - и  $t$ -каналам отдельно:  $\sigma_t = 1,19_{-0,97}^{+0,93}$  пб при предсказании СМ ( $2,10 \pm 0,12$ ) пб;  $\sigma_s = 1,12_{-0,57}^{+0,61}$  пб при предсказании СМ ( $1,06 \pm 0,06$ ) пб [48] соответственно. Эти результаты были объединены с последними измерениями сечения рождения одиночного  $t$ -кварка, полученными из  $lvb\bar{b}$ -выборки [64], включая  $Wt$ -канал, в предположении, что масса  $t$ -кварка составляет  $172,5 \text{ ГэВ}/c^2$ . В результате значение поперечного сечения составило  $\sigma_{s+t+Wt} = 3,02_{-0,48}^{+0,49}$  пб, при этом с 95%-м уровнем достоверности был получен нижний предел для  $|V_{tb}| > 0,84$ . При этом сечение рождения только для  $t$ -канала составило  $\sigma_t = 1,65_{-0,36}^{+0,38}$  пб. Это наиболее точные результаты, полученные на CDF для полного набора данных. По  $s$ -каналу совместный результат коллабораций CDF и D0 составил  $\sigma_s = 1,29_{-0,24}^{+0,26}$  со статистической значимостью  $5\sigma$ , что указывает на обнаружение процесса.

**2.3. Измерение массы  $t$ -кварка на CDF.** Масса  $t$ -кварка является одним из параметров СМ и играет исключительно важную роль в проверке непротиворечивости СМ (точные измерения масс  $t$ -кварка и  $W$ -бозона позволяют определить массу бозона Хиггса и сравнить ее значение с данными прямого измерения этой массы). Кроме того, в соответствии с космологией [65] масса  $t$ -кварка вместе с массой бозона Хиггса определяют стабильность электро-слабого вакуума: по СМ вакуум метастабилен и его возможный распад очень сильно зависит от массы  $t$ -кварка. Измерения массы  $t$ -кварка можно разделить на прямые и непрямые; в свою очередь, прямые измерения можно сгруппировать в три категории: метод шаблонов, метод матричного элемента и метод идеограммы (см., например, в [9]).

В методе шаблонов используются распределения плотности вероятности, связанные с массой  $t$ -кварка кинематических наблюдаемых, которые называются шаблонами. Для получения шаблонов используются результаты Монте-Карло-моделирования, причем параметрами сигнальных шаблонов кроме массы  $t$ -кварка  $m_t$  являются и другие величины, например коэффициенты корреляции энергии струй. Чувствительность метода к массе  $t$ -кварка  $m_t$  определя-

ется из сравнения экспериментальных распределений для выбранных наблюдаемых с шаблонами, например, посредством фитирования распределений методом максимального правдоподобия.

В методе матричного элемента вычисляется плотность вероятности  $P_{\text{evt}}$  данного процесса в предположении рождения  $t\bar{t}$ -пары  $P_{\text{sig}}$  или фонового процесса  $P_{\text{bkg}}$  как функция  $m_t$  и, возможно, других параметров. Очевидно, что  $P_{\text{evt}} = fP_{\text{sig}} + (1 - f)P_{\text{bkg}}$ , где  $f$  — доля сигнальных событий, определяемая из данных. Параметры  $P_{\text{sig}}$  и  $P_{\text{bkg}}$  выражаются через соответствующие матричные элементы  $M_{\text{sig}}$  и  $M_{\text{bkg}}$  с учетом экспериментальных разрешений для струй и лептонов. Как правило, в вычислениях учитываются все возможные комбинации струя–партон, взвешенные в зависимости от их согласования с информацией от системы мечения  $b$ -кварков. Чувствительность метода к массе  $t$ -кварка определяется максимизацией комбинированной функции максимального правдоподобия для всех событий.

Метод идеограммы можно рассматривать как приближенный метод матричного элемента, так как в нем значения плотности вероятности также вычисляются для каждого события в предположении рождения  $t\bar{t}$ -пары или фонового процесса. Параметр  $P_{\text{sig}}$ , в отличие от метода матричного элемента, вычисляется через фитирование кинематических характеристик продуктов распада  $t$ -кварка от брейт-вигнеровских резонансов с учетом соответствующих экспериментальных разрешений. Все возможные комбинации струя–партон обычно взвешиваются с учетом их согласованности с информацией о мечении событий с  $b$ -кварками и в зависимости от значения  $(-\lg \chi^2)$ , полученного в результате фитирования кинематических характеристик продуктов распада, а затем суммируются. Чувствительность метода к  $m_t$  определяется, как и в методе матричного элемента.

Преимущество метода шаблона состоит в том, что он не требует никакой дополнительной калибровки в процессе анализа данных, так как шаблоны рассчитываются непосредственно на основе событий, смоделированных методом Монте-Карло. При анализе данных CDF и D0 1995 г. использовался именно этот метод. Преимуществом метода матричного элемента является то, что, согласно лемме Неймана–Пирсона [66], он обеспечивает наименьшую возможную статистическую погрешность, поскольку в нем анализируются полные 4-векторы объектов в конечном состоянии. Этот метод обеспечивает также более точную оценку систематических погрешностей, так как в нем оценивается их воздействие на конечный результат в рамках конкретной модели, описываемой с помощью квадратов модулей матричных элементов для сигнала и фона,  $|M_{\text{sig}}|^2$ ,  $|M_{\text{bkg}}|^2$ , с учетом экспериментальных разрешений. Недостатком метода матричного элемента являются высокие требования к вычислительным ресурсам. Метод идеограммы требует значительно меньшего времени для вычисления, что является его преимуществом.

При прямых измерениях массы  $t$ -кварка  $m_t$  используются генераторы событий рождения  $t$ -кварка методом Монте-Карло, в которые входит параметр массы  $m_t^{\text{MC}}$ , поэтому существует зависимость измеренной массы от теоретической модели, описывающей образование ливней кварков и глюонов в конечном состоянии, а также последующие процессы адронизации. Эта зависимость — источник систематических погрешностей порядка  $\Lambda_{\text{QCD}}$  [67], которая учитывается в результатах измерений. Численное значение массы зависит от ее определения (например, в приближении NNLO CM-различие между  $m_t^{\text{pole}}$  и  $m_t^{\text{MC}}$  составляет около 10 ГэВ/ $c^2$ ). Определение  $m_t^{\text{MC}}$  в генераторах не включает в себя поправки, связанные с процессами образования партонных ливней или адронизации, поэтому приблизительно соответствует значению  $m_t^{\text{pole}}$  с неопределенностью 1 ГэВ [68, 67].

Первые не прямые измерения массы  $t$ -кварка  $m_t$ , в которых удалось избежать неопределенности между  $m_t^{\text{MC}}$  и  $m_t^{\text{pole}}$ , были выполнены в эксперименте CDF в 2008 г. на статистике 1,2 фб $^{-1}$  [69]. Масса определялась из сопоставления экспериментальных данных по сечениям парного образования  $t$ -кварков  $\sigma_{t\bar{t}}$  с распадами по лептонному каналу с предсказаниями CM, при этом использовалось NLO-приближение [70]. Значение массы составило  $m_t^{\text{pole}} = 178_{-10}^{+11}$  ГэВ.

### 2.3.1. Измерения массы $t$ -кварка в лептон-струйной моде распада.

Как уже упоминалось, при лептон-струйной моде распада один из двух  $W$ -бозонов распадается на пару кварк–антикварк, а другой — на электрон или мюон плюс нейтрино (см. рис. 3, *a*). Триггерной сигнатурой служат большая недостающая поперечная энергия в событии и лептон с большим поперечным импульсом. Этот канал считается наилучшим для изучения свойств  $t$ -кварка из-за хорошего компромисса между брэнчингом (30%) и чистотой выборки. Соотношение сигнал–шум составляет порядка 1/1, но может быть доведено до 20/1 при использовании  $b$ -мечения.

Сигнатура для лептон-струйной моды распада  $t\bar{t}$ -пары центральной области CDF состоит из следующих компонентов: высокоэнергетического электрона, обнаруженного в центральном электромагнитном калориметре, или мюона с большим импульсом, обнаруженного в мюонных камерах центральной зоны, не менее четырех адронных струй, большой недостающей поперечной энергии. Кроме того, 4 струи должны быть связаны с четырьмя начальными партонами. Две из них соответствуют адронизации двух  $b$ -кварков, а две другие происходят от двух легких кварков ( $u$ ,  $d$  или  $c$ ,  $s$ ) от адронного распада  $W$ -бозона.

*Критерии отбора событий.* Для анализа необходимо было отобрать события распада  $t\bar{t}$ -пары, удовлетворяющие следующим общим требованиям. Событие должно содержать как минимум 4 струи с  $E_T > 15$  ГэВ. Если в нем наблюдались два лептонных трека, соответствующих происхождению от распада  $Z^0$ -бозона, то событие отбрасывалось. Также отбрасывались события,

классифицированные как КХД-события специальным алгоритмом, проверяющим направление вектора недостающей энергии по отношению к ведущей (т.е. обладающей максимальной энергией) струе. После того как событие реконструировано, оно должно удовлетворять условию  $\chi^2 < 9$  для лучшего соотношения партонов и струй. Кроме того, первичная вершина должна быть в пределах 60 см от точки пересечения пучков.

Для событий с электронами необходимо было ввести критерий обособленности (напомним, что поперечная энергия, измеренная в конусе  $R = 0,4$ , образованном вокруг лептона, должна быть менее 10 %, чем энергия от электрона-кандидата). Также электрон должен быть обнаружен в центральном электромагнитном калориметре, т.е. удовлетворять требованиям  $E_T > 20$  ГэВ в интервале псевдобыстроты  $|\eta| < 1,0$ . Отношение энергии в калориметре к импульсу трека  $E_T/p_T$  должно быть не более 2 для электронов с  $p_T < 50$  ГэВ/с [71]. Выделившиеся в адронном и электромагнитном калориметрах энергии должны удовлетворять условию  $E_{\text{had}}/E_{\text{em}} < 0,055 + 0,00045E_{\text{em}}$ . Событие отбрасывалось, если электрон-позитронная пара реконструировалась как образовавшаяся в результате конверсии фотона.

При отборе событий с мюонами необходимо было, чтобы мюон обладал  $p_T > 20$  ГэВ/с в интервале псевдобыстроты  $|\eta| < 1,0$ , а его трек имел трековые сегменты (stubs) в мюонных дрейфовых камерах — центральной мюонной и в ее модернизированной части (CMU и CMP) или в расширенной центральной мюонной дрейфовой камере (CMX). Аналогично событиям с электронами вводился критерий обособленности: полная энергия в калориметре вблизи мюонного трека, за исключением башни, которую этот трек пересекает, должна быть менее 10 % от поперечного импульса трека. Кроме того, мюон не должен быть идентифицирован как космический.

На присутствие нейтрино указывал дисбаланс энергии в поперечной плоскости. Недостающая поперечная энергия определялась проекцией энергетических вкладов всех башен калориметров на поперечную плоскость. Требуемое значение недостающей поперечной энергии должно быть больше 20 ГэВ после поправок при восстановлении импульса мюонов и уточнения энергии струй в калориметре.

*Реконструкция массы  $t$ -кварка методом шаблонов.* Поступавшая с детектора информация могла быть использована для реконструкции и отбора событий лишь после сложных вычислений, позволяющих получить параметры физических объектов. В особой степени это относилось к адронным струям, для реконструкции которых использовались сложные итерационные алгоритмы кластеризации и применялось несколько уровней поправок, корректирующих различные детекторные и физические эффекты, искажающие 4-импульс партона при переходе к калориметрическому уровню. Ожидаемый вклад от этих искажений в систематическую ошибку являлся наиболее значительным.

При реконструкции событий предполагалось, что наблюдаемые 4 первые по убыванию энергии струи происходят от четырех кварков системы от распада  $t\bar{t}$ -пары. Но существует вероятность, что  $\sim 40\%$  этих событий содержит струи, происходящие от глюонного излучения, вызванного сталкивающимися партонами или кварками конечного состояния, что приводит к неверным соотношениям в кинематике события. Из-за неправильного соотношения реконструированных струй с кварками конечного состояния реконструированная масса  $t$ -кварка должна рассматриваться не как измеренная масса в конкретном событии, а как величина, сильно зависящая от массы  $t$ -кварка.

В лептон-струйной моде масса  $t$ -кварка определялась при помощи метода шаблонов, состоящего в сопоставлении экспериментального распределения оценочной переменной с распределениями, полученными в результате моделирования при различных значениях измеряемой величины [72]. Оценочная переменная (или эстиматор) должна сильно коррелировать с измеряемой величиной. В качестве эстиматора использовалась восстановленная масса  $t$ -кварка ( $M_{\text{top}}^{\text{reco}}$ ), полученная в результате кинематической реконструкции событий-кандидатов в предположении, что событие представляет собой распад  $t\bar{t}$ -пары в лептон-струйной моде. Поскольку исследуемая выборка содержала набор из фоновых и сигнальных событий, спектр  $M_{\text{top}}^{\text{reco}}$  включал вклады от обоих типов событий, что необходимо было учитывать при моделировании. Эта величина не могла считаться измеренной массой  $t$ -кварка в каждом отдельном событии, так как в большей части сигнальных событий ( $\sim 40\%$ ) при реконструкции происходило ошибочное присвоение адронных струй при восстановлении  $t\bar{t}$ -пары и  $W$ -бозона.

Значение  $M_{\text{top}}^{\text{reco}}$  для каждого события вычислялось минимизацией функционала  $\chi^2$ , в котором в качестве входных переменных использовались измеренные величины и их погрешности:

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

Первый член функционала определяет флуктуацию поперечных импульсов лептона и струй в пределах ошибок измерения. Второй выполняет ту же функцию для поперечных компонент внекластерной энергии (т.е. энергии вне главного партонного взаимодействия). Два последующих члена отвечают за реконструкцию инвариантных масс  $W$ -бозонов  $M_W = 80,42 \text{ ГэВ}/c^2$ . Для  $M_W$  принимается распределение Гаусса с ошибкой, равной ширине распада  $\Gamma_W = 2,12 \text{ ГэВ}/c^2$ . Последние два члена отвечают за реконструкцию инвариантных масс  $t$ -кварков, для  $M_{\text{top}}^{\text{reco}}$  принимается распределение Гаусса с ошибкой, равной ширине распада  $1,32 \text{ ГэВ}/c^2$ .



Поскольку в данном анализе  $b$ -мечение не производилось, число возможных присвоений четырех струй двум  $t$ -кваркам было равно 12, кроме этого существует неопределенность знака продольной компоненты импульса нейтрино. Таким образом, было необходимо восстанавливать массу  $t$ -кварка 24 раза в одном событии, соответственно получались 24 значения  $M_{\text{top}}^{\text{reco}}$ . Каждому значению соответствовало определенное значение  $\chi^2$ , служащее мерой качества этой реконструкции. Из моделирования следовало, что в более чем половине случаев комбинация с наименьшим  $\chi^2$  являлась правильной, и в массовый спектр включалось соответствующее значение  $M_{\text{top}}^{\text{reco}}$ . События, для которых наилучшая комбинация имела  $\chi^2 > 9$ , отбрасывались.

Для создания массовых шаблонов выбирался интервал масс в окрестностях ожидаемого значения (170 ГэВ) так, чтобы перекрыть ожидаемое отклонение от этой массы более чем на  $3\sigma$ . В этом интервале был выбран ряд фиксированных значений массы ( $M_i$ ), для каждого из них было проведено Монте-Карло-моделирование для большого числа событий распада  $t\bar{t}$ -пары (параметр  $M_i$  использовался программой-генератором в качестве входного). Полученные события затем реконструировались описанным выше способом. Полученное распределение  $M_{\text{top}}^{\text{reco}}$  для входной массы  $M_i$  называется сигнальным массовым шаблоном.

Также были сгенерированы наборы событий для моделирования фона, при этом проводилась та же процедура отбора и реконструкции, что и для событий распада  $t\bar{t}$ -пары. Из них был создан единый фоновый шаблон, в котором вклады различных процессов комбинировались согласно ожидаемой доле каждого типа фона.

Сигнальные массовые шаблоны параметризовались функцией плотности вероятности  $P_{\text{sig}}(M_{\text{top}}^{\text{reco}}; m_t)$ , представляющей вероятность получения реконструированной массы  $M_{\text{top}}^{\text{reco}}$  при «истинной» массе  $m_t$ . Фоновый шаблон параметризовался функцией плотности вероятности аналогичным образом, но в этом случае нет зависимости от массы  $t$ -кварка. Функция правдоподобия, описывающая вероятность того, что в данных содержатся и фоновые, и сигнальные события распада  $t\bar{t}$ -пары, определялась уравнением

$$L = L_{\text{shape}} L_{\text{constr}},$$

где

$$L_{\text{shape}}(m_t) = \frac{e^{-(n_s+n_b)}(n_s+n_b)^N}{N!} \prod_{i=1}^N \frac{n_s P_{\text{sig}}(M_{\text{top},i}^{\text{reco}}; m_t) + n_b P_{\text{bg}}(M_{\text{top},i}^{\text{reco}})}{n_s + n_b},$$

$$L_{\text{constr}} = \exp \left[ -\frac{1}{2} \left( \frac{n_b - n_b^{\text{est}}}{\sigma_b^{\text{est}}} \right)^2 \right].$$

В  $L_{\text{shape}}$   $i$ -й член под знаком произведения дает вероятность того, что для  $i$ -го события из выборки данных получится значение массы  $M_{\text{top}}^{\text{reco}}$  при сиг-

нальной функции плотности вероятности  $P_{\text{sig}}(M_{\text{top}}^{\text{reco}}; m_t)$  для массы  $t$ -кварка  $m_t$  и фоновой функции плотности вероятности  $P_{\text{bg}}(M_{\text{top},i}^{\text{reco}})$ ;  $N$  — полное число событий в выборке;  $n_s$  и  $n_b$  — количества сигнальных и фоновых событий. Член функции правдоподобия  $L_{\text{constr}}$  описывает флуктуацию количества фоновых событий по распределению Гаусса с соответствующими значениями среднего ( $n_b^{\text{est}}$ ) и неопределенности ( $\sigma_b^{\text{est}}$ ). Значение  $m_t$ , при котором функция  $L$  достигает максимума, принимается за измеренную массу  $t$ -кварка (рис. 5). Статистические погрешности оценивались как величина  $\Delta m_t$ , при которой  $-\ln(L/L_{\text{max}})$  увеличивается на 0,5.

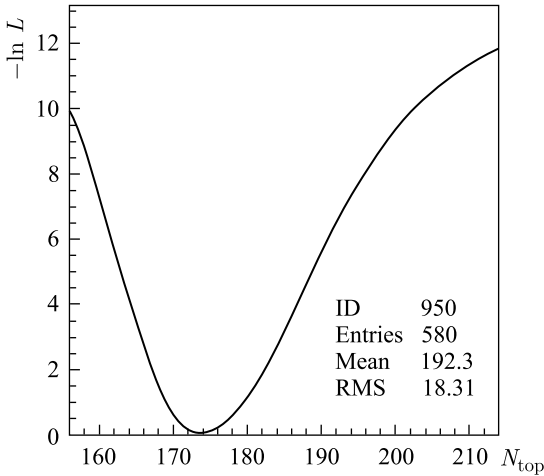


Рис. 5. Зависимость логарифма (с обратным знаком) относительной функции правдоподобия от массы  $t$ -кварка. Полученная методом максимального правдоподобия масса соответствует минимуму этой зависимости

*Результаты измерения массы  $t$ -кварка без использования  $b$ -мечения.* С помощью вышеописанного метода из данных, набранных с установки CDF в период с марта 2002 г. по февраль 2006 г. ( $1 \text{ fb}^{-1}$ ), были отобраны 700 событий; из них 645 удовлетворяют требованию  $\chi^2 < 9$ . Ожидаемое число фоновых и сигнальных событий в исследуемой выборке составляло 306 и 339 соответственно. Были созданы сигнальные массовые шаблоны для 21 значения  $m_t$  в интервале от 150 до 200 ГэВ с шагом 2,5 ГэВ, а также фоновые шаблоны с использованием Монте-Карло-генераторов HERWIG и ALPGEN. Поскольку использовались три комбинации с лучшими  $\chi^2$ , были созданы и параметризованы три набора шаблонов, что позволило провести три отдельных скоррелированных измерения. Для комбинации полученных результатов использовался метод наилучшей несмещенной оценки (Best Linear Unbiased Estimate, BLUE).

Прежде чем провести измерение на экспериментальных данных, при помощи серии псевдоэкспериментов с ансамблями событий Монте-Карло проводилась проверка метода (sanity checks) для того, чтобы доказать, что использованные параметризация и процедура применения функции правдоподобия способны верно восстановить априори известные входные значения массы  $t$ -кварка. Также был проведен «слепой тест» с заранее неизвестными значениями входной массы, призванный продемонстрировать эффективность предложенного метода. Во всех случаях проведенные тесты показали достоверность используемой методики.

Для оценки систематических ошибок (табл. 6) была оценена чувствительность измерения к влиянию имеющихся в моделировании неопределенностей. Для этого при моделировании набора событий соответствующий параметр изменялся на одно стандартное отклонение в обе стороны или вводилось альтернативное предположение. В качестве систематической погрешности, ассоциированной с варьируемой величиной, принимался сдвиг в среднем значении восстановленной массы  $t$ -кварка. Полная систематическая погрешность определялась как квадратичная сумма от различных вкладов и составила  $4,2 \text{ ГэВ}/c^2$ .

Таблица 6. Значения систематических погрешностей

Источник систематических ошибок	Значение
Монте-Карло-генератор	0,8
Форма фона	0,6
Шкала энергии струй (JES)	3,9
Глобонное излучение	0,7
Функция распределения партонов (PDF)	0,5
Оценка доли фона	0,7
$p_T$ лептона	0,2
Шкала энергии $b$ -струи	0,6
Полная погрешность	4,2

После всесторонней проверки используемой методики и оценки систематической погрешности был проведен анализ отобранных экспериментальных данных согласно описанной выше процедуре. Полученные спектры инвариантных масс топ-кварков для трех первых комбинаций с наименьшими значениями  $\chi^2$ , а также соответствующие функции правдоподобия представлены на рис. 6, результаты измерения массы  $t$ -кварка — в табл. 7. Также приведен комбинированный результат, полученный методом BLUE, и весовые коэффициенты, соответствующие каждой комбинации ( $\alpha_i$ ), вычисленные на основе коэффициентов корреляции, полученных в серии псевдоэксперимен-

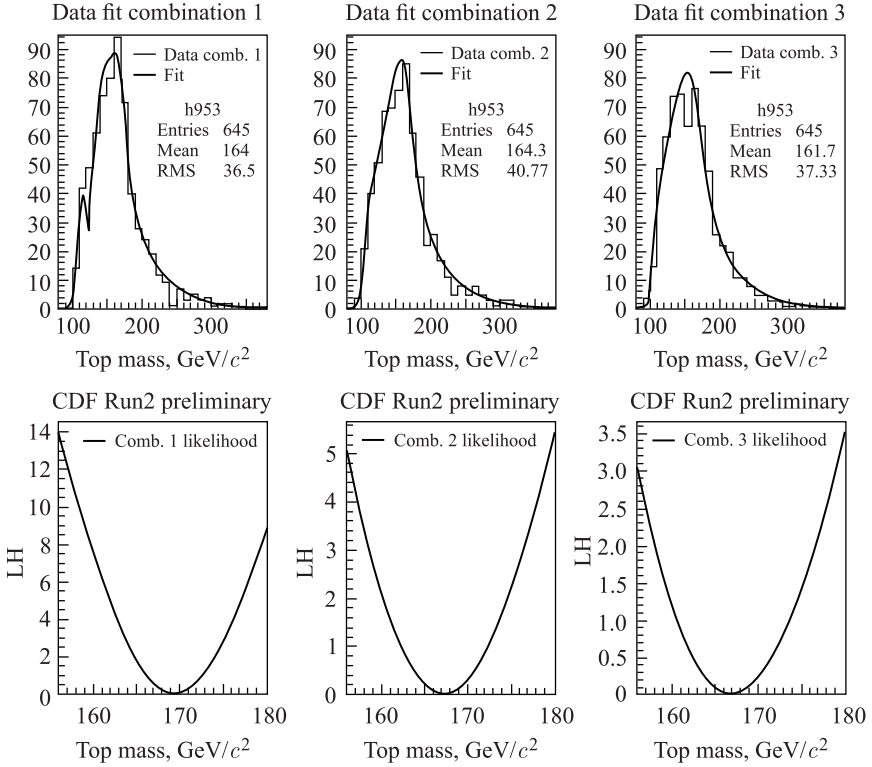


Рис. 6. Спектры инвариантных масс  $t$ -кварков (вверху) и соответствующие им функции правдоподобия (внизу) для трех первых комбинаций

Таблица 7. Значения массы  $t$ -кварка. Приведена только систематическая погрешность

Номер комбинации	$m_t$ , ГэВ/ $c^2$ ( $\alpha_i$ )	
	Связанный фит	Свободный фит
1	$169,5 \pm 2,3$ ( $\alpha_1 = 0,758$ )	$169,8 \pm 2,4$ ( $\alpha_1 = 0,841$ )
2	$167,3 \pm 3,6$ ( $\alpha_2 = 0,165$ )	$168,7 \pm 4,2$ ( $\alpha_2 = 0,120$ )
3	$167,0 \pm 4,6$ ( $\alpha_3 = 0,077$ )	$169,3 \pm 5,7$ ( $\alpha_3 = 0,038$ )
BLUE	$168,9 \pm 2,2$	$169,6 \pm 2,4$

тов. В правой колонке для сравнения приведены результаты фита со свободным параметром количества фоновых событий, т. е. случай, когда из функции правдоподобия исключен член  $L_{\text{constr}}$ .

Окончательный результат измерения массы  $t$ -кварка методом шаблонов в лептон-струйной моде распада  $t\bar{t}$ -пары на статистике  $1 \text{ фб}^{-1}$  данных CDF составил  $m_t = (168,9 \pm 2,2(\text{стат.}) \pm 4,2(\text{сист.})) \text{ ГэВ}/c^2$ .

Результаты измерения массы  $t$ -кварка с использованием  $b$ -мечения. Также было проведено измерение массы  $t$ -кварка на статистике  $318 \text{ пб}^{-1}$  данных, для которых была применена процедура  $b$ -мечения. Использовалась методика с рядом изменений, позволяющих улучшить точность измерения. События-кандидаты были разделены на подвыборки в зависимости от числа  $b$ -меток и энергии струй в событии. Для разных подвыборок величина и состав фона отличались. Критерии отбора для подвыборок, а также число отобранных событий приведены в табл. 8.

Таблица 8. Параметры подвыборок для измерения массы  $t$ -кварка с использованием информации о  $b$ -мечении

Выборка	$b$ -мечение	$E_T$ , ГэВ		Число событий
		Струи 1–3	Струя 4	
0-tag	0	$> 21$	$> 21$	44
1-tag (T)	1	$> 15$	$> 15$	33
1-tag (L)	1	$> 15$	$8 < E_T < 15$	63
2-tag	2	$> 15$	$> 8$	25

Для каждой из подвыборок проводились оценки состава и величины фона, сильно зависящие от числа  $b$ -меченых струй. Для подвыборки 2-tag величина фона была наименьшей, его основная компонента — события с рождением  $W$ -бозона совместно со струями от тяжелых кварков. Для выборок 1-tag (T) и 1-tag (L) преобладал тип фона  $W$ + струи (от легких и тяжелых кварков), а также КХД-процессы. Для выборки 0-tag преобладающий тип фона —  $W$ + легкие струи. Оценка величины фона для этой подвыборки была затруднительна, поэтому для нее проводился фит, свободный от привязки к ожидаемому числу событий.

Другой важной особенностью использованной методики была калибровка *in situ* по массе  $W$ -бозона. Для каждого события наряду с реконструированной массой  $t$ -кварка ( $M_{\text{top}}^{\text{reco}}$ ) определялись инвариантные массы пар струй ( $M_{jj}^{\text{reco}}$ ), которые должны соответствовать массе  $W$ -бозона в случае, когда эти струи происходят от его адронного распада. Поскольку эти струи, очевидно, не должны иметь  $b$ -метки, число возможных комбинаций таких струй в событии может быть от 1 до 6. Распределение  $M_{jj}^{\text{reco}}$  использовалось для калибровки шкалы энергии струй, для чего вводился относительный параметр JES, представляющий сдвиг в шкале энергий струй в единицах ее номинальной неопределенности, вычисляемой из внешних калибровок.

Из распределений  $M_{\text{top}}^{\text{reco}}$  и  $M_{jj}^{\text{reco}}$  для набора значений масс  $t$ -кварка и JES были составлены шаблоны сигнальных событий, которые затем параметризи-

ровались функцией, зависящей от этих входных параметров и интерполирующей промежутки между шаблонами. Аналогичным образом составлялись шаблоны для различных фоновых процессов, однако в этом случае параметризация не зависела от массы  $t$ -кварка. С параметризованными шаблонами сравнивались распределения восстановленных масс, полученные из экспериментальных данных. Для этого использовался метод максимального правдоподобия. Для каждой подвыборки составлялась функция правдоподобия, которая включала члены, учитывающие форму массовых шаблонов, шаблонов для  $M_{\text{top}}^{\text{reco}}$ , число сигнальных и фоновых событий, а также ожидаемую величину фона (для подвыборок 2-tag, 1-tag (T) и 1-tag (L)). Полученные функции объединялись в общую функцию, в которую добавлялся дополнительный член, содержащий информацию о внешних калибровках. С помощью программного пакета MINUIT находился максимум общей функции правдоподобия по отношению к 10 параметрам (числам сигнальных и фоновых событий для четырех подвыборок, а также общим для всех подвыборок массе  $t$ -кварка и JES). В итоге на основе экспериментальных данных был получен следующий результат для массы  $t$ -кварка и шкалы энергии струй:

$$m_t = 173_{-3,6}^{+3,7} \text{ (стат. + JES) } \text{ ГэВ}/c^2, \\ \text{JES} = -0,10_{-0,80}^{+0,78} \sigma_c.$$

С использованием методов, аналогичных описанным ранее, была получена оценка систематической погрешности (за исключением JES): 1,3 ГэВ/ $c^2$ . Окончательный результат измерения массы  $t$ -кварка на статистике 318 пб $^{-1}$  с использованием  $b$ -мечения составил  $m_t = 173,5_{-3,6}^{+3,7}$  (стат. + JES)  $\pm \pm 1,3$  (проч. сист.) =  $173,5_{-3,8}^{+3,9}$  ГэВ/ $c^2$ . На момент публикации работ [73, 74] этот результат являлся наиболее точным измерением массы  $t$ -кварка.

**2.3.2. Измерения массы  $t$ -кварка в дилептонной моде распада.** В дилептонной моде распада оба  $W$ -бозона распадаются по лептонному каналу (рис.3,  $\theta$ ). Эта мода характеризуется наличием двух противоположно заряженных лептонов (электронов или мюонов), двух или более струй и большим дисбалансом в полном поперечном импульсе из-за наличия двух нейтрино.

В наиболее точных измерениях массы  $t$ -кварка на тэватроне в дилептонной моде распада использовались методы полной или частичной реконструкции распада  $t\bar{t}$ -пары [75, 76]. При этом из-за большого вклада погрешностей шкалы энергии струй (JES-погрешности) систематические погрешности преобладали над статистическими. Для других мод распада  $t\bar{t}$ -пары эту трудность можно было преодолеть через введение ограничений на массы струй в конечном состоянии при восстановлении массы  $W$ -бозона. Так как в дилептонной моде распада нет струй от распада  $W$ -бозона, для уменьшения влияния JES-погрешностей был разработан новый комбинированный метод [77], объединяющий два метода восстановления массы  $t$ -кварка, в одном из которых

была сильная зависимость от шкалы энергии струй [78], а в другом — минимальная [79].

*Критерии отбора событий.* Основные критерии отбора событий совпадали с требованиями при измерении поперечного сечения рождения  $t\bar{t}$ -пары. Одним из основных источников фона являлись события, в которых  $Z$ -бозон рождается вместе со струями, а потом распадается на электронную или мюонную пару. В таких событиях нет нейтрино, но они могут пройти отбор по  $\cancel{E}_T$  из-за неправильной оценки энергии струи или лептона. Для уменьшения такого фона вводилось дополнительное условие: значение инвариантной массы двух лептонов должно быть близко к массе  $Z$ -бозона и находиться в интервале 76–106 ГэВ/ $c^2$ ; значение JetSign должно быть более 4 ГэВ $^{1/2}$  ( $\text{JetSign} = \cancel{E}_T / \sqrt{\sum_j \vec{E}_T^j (\vec{E}_T / \cancel{E}_T)}$ , суммирование производится по струям, направленным в переднюю полусферу от  $\cancel{E}_T$ );  $H_T$ , представляющая собой скалярную сумму  $p_T$ -лептонов,  $E_T$  адронных струй и  $\cancel{E}_T$ , должна быть более 200 ГэВ. Другими фоновыми процессами, которые необходимо было учитывать в анализе, были процессы Дрелла–Яна, «ложные» события и дибозонное рождение.

Чтобы получить наиболее вероятное значение реконструированной массы  $t$ -кварка ( $M_{\text{top}}^{\text{reco}}$ ), применялся метод кинематической реконструкции событий, в котором использовалась вся возможная экспериментальная информация о событиях. Из моделирования стало ясно, что в 6% всех фоновых событий реконструированная масса  $t$ -кварка оказалась больше 250 ГэВ/ $c^2$ , поэтому в дальнейшем анализе события с  $M_{\text{top}}^{\text{reco}} > 250$  ГэВ/ $c^2$  отбрасывались. Кроме того, для исключения из рассмотрения событий, происходящих от распадов димюонных резонансов с малой массой, и улучшения моделирования фоновых процессов было введено требование, что дилептонная инвариантная масса должна быть более 10 ГэВ/ $c^2$ . Все критерии отбора прошли 520  $t\bar{t}$ -пар событий.

*Моделирование методом Монте-Карло.* Чувствительность измерений была улучшена путем отдельного анализа событий с  $b$ -мечением и без него. Подвыборка с использованием  $b$ -мечения содержала события, в которых была по крайней мере одна  $b$ -струя, меченная алгоритмом вторичной вершины (SECVTX-алгоритм) [38]. Вторая подвыборка содержала события без такой струи. Для генерации событий распада  $t\bar{t}$ -пар при различных массах  $t$ -кварка использовалась программа PYTHIA, для моделирования функций партонного распределения — программа STEQ5L. В зависимости от конкретного процесса для событий фона использовалось или моделирование, или экспериментальные данные. Например, для дибозонных событий ( $WW$ ,  $WZ$ ,  $ZZ$ ) использовалась программа PYTHIA, в то время как для процессов Дрелла–Яна — программа ALPGEN, присоединенная к PYTHIA для моделирования процессов развития ливней и адронизации. Подробное описание моделирова-

Таблица 9. Количество ожидаемых и наблюдаемых событий для подвыборок с  $b$ -мечением и без него

Источник	Подвыборка с $b$ -мечением	Подвыборка без $b$ -мечения
$WW$	$0,6 \pm 0,2$	$16,4 \pm 3,6$
$WZ$	$0,1 \pm 0,0$	$5,2 \pm 1,0$
$ZZ$	$0,2 \pm 0,1$	$3,0 \pm 0,5$
Процессы Дрелла–Яна	$4,4 \pm 0,4$	$51,2 \pm 8,0$
«Ложные» события	$8,6 \pm 2,7$	$21,4 \pm 6,2$
Суммарный фон	$13,9 \pm 2,8$	$97,2 \pm 14,5$
$t\bar{t}$ ( $\sigma = 7,4$ пб)	$227,2 \pm 16,2$	$173,2 \pm 13,3$
Ожидаемое число событий	$241,1 \pm 16,4$	$270,3 \pm 26,4$
Наблюдаемое число событий	230	290

ния можно найти в [80]. Количество ожидаемых и наблюдаемых сигнальных событий, а также количество событий фона приведены в табл. 9. Как видно, главный вклад в фон дают процессы Дрелла–Яна и «ложные» события (рождение  $W$ -бозона с тремя и более партонами и дальнейшим лептонным распадом  $W$ -бозона). Из таблицы видно очень хорошее согласие между наблюдением и предсказанием СМ.

*Методика измерения массы  $t$ -кварка.* Кинематическая реконструкция дилептонных событий затруднена тем, что из-за наличия нейтрино в конечном состоянии число кинематических переменных, которые надо определить, на единицу превышает число связей. Существует несколько методик на основе метода шаблонов, позволяющих обойти данную трудность. Во всех этих методиках проводится интегрирование по одной или нескольким неопределенным кинематическим переменным, отличие методик обусловлено различным выбором самих переменных. Для данного анализа была выбрана переменная, позволяющая получить минимальную погрешность измерения.

Сначала РНИ-методом (neutrino  $\Phi$ -weighting method) [81] была рассчитана  $M_{\text{top}}^{\text{reco}}$ . С учетом кинематики распада  $t$ -кварка было проведено сканирование по всему фазовому пространству азимутальных углов двух импульсов нейтрино, для каждой точки была реконструирована масса  $t$ -кварка через минимизацию функционала  $\chi^2$ . Чтобы определить для каждого события предпочтительное значение  $M_{\text{top}}^{\text{reco}}$ , каждому решению был присвоен вес согласно  $\chi^2$ . Так как в методе использована вся кинематическая информация о событии, включая энергию струй, реконструированная масса сильно зависела от шкалы энергии струй калориметра.

Для уменьшения этой систематической зависимости была введена переменная, нечувствительная к шкале энергии струй, но сильно чувствительная



к массе  $t$ -кварка, так называемая «альтернативная» масса  $M_{lb}^{\text{alt}}$ , определяемая следующим уравнением:

$$M_{lb}^{\text{alt}} = c^2 \sqrt{\frac{\langle l_1, b_1 \rangle \langle l_2, b_2 \rangle}{E_{b1} E_{b2}}},$$

где  $l_1, l_2$  — лептонные 4-импульсы;  $b_1, b_2$  — 4-импульсы двух высших по энергии струй («ведущих» струй), которые определяются для безмассовых частиц как  $E_{b1}, E_{b2}$ . Скобками обозначено скалярное произведение. Энергии струй  $E_{b1}, E_{b2}$ , присутствующие в знаменателе, уничтожают зависимость величины  $M_{lb}^{\text{alt}}$  от шкалы энергий ведущих струй, присутствующих в числителе.

Использование двух ведущих струй оправдано тем, что, согласно моделированию, в 78 % отобранных событий распада  $t\bar{t}$ -пары две первые по энергии струи рождаются от адронизации  $b$ -кварков. Индексы (1, 2) указывают на  $t$ -кварк, от распада которого происходят лептон и струя. При соотношении лептона и  $b$ -струи выбиралась пара с максимальным значением величины  $\langle c_{l1}, c_{b1} \rangle + \langle c_{l2}, c_{b2} \rangle$ , где  $c$  — единичный вектор, коллинеарный лептону или  $b$ -струе соответственно, а индексы  $l_1, b_1$  ( $l_2, b_2$ ) соответствуют лептону и  $b$ -струе первой (второй) пары. Моделирование показало, что этот критерий соотношения лептон–струя дает правильный результат в  $(61 \pm 1)\%$  случаев. Эффективность других критериев — около 70 %, но в них используются зависимые от шкалы энергии струй переменные, вследствие чего появляется связь между  $M_{\text{top}}^{\text{reco}}$  и  $M_{lb}^{\text{alt}}$ , что нежелательно.

Затем была введена величина  $M^{\text{hyb}} = w M_{\text{top}}^{\text{reco}}(1 - w) M_{lb}^{\text{alt}}$ , где весовой параметр  $w$  находится в промежутке  $[0, 1]$ . Так как статистические и систематические погрешности измерения зависят от  $w$ , априорно этот параметр выбирался таким, чтобы полная погрешность измерения была минимальна. Для нахождения оптимального значения  $w$  было проведено моделирование для различных значений из промежутка  $[0, 1]$  с шагом 0,05; для каждого значения, с использованием шаблонов для  $M^{\text{hyb}}$ , строился массовый фит и рассчитывались погрешности.

Сигнальные шаблоны для  $M^{\text{hyb}}$  формировались отдельно для выборок событий распада  $t\bar{t}$ -пары с  $b$ -мечением и без него. Выборки были сгенерированы для массы  $t$ -кварка в интервале от 160 до 185 ГэВ/ $c^2$  с шагом 1 ГэВ/ $c^2$ . Функция плотности вероятности сигнала, выражающая вероятность получить значение  $M^{\text{hyb}}$  при данном значении  $m_t$ , рассчитывалась из параметризации соответствующих шаблонов специальной функцией. Параметры функции имели линейную зависимость от  $m_t$ . Для построения шаблонов для фона рассматривались события с  $b$ -мечением и без него с добавлением шаблонов для дибозонных и ложных событий, а также событий с процессами Дрелла–Яна. Функции плотности вероятности для фона были получены из фитирования объединенных шаблонов фона таким же способом, как и для сигнальных шаблонов, но без зависимости от массы  $t$ -кварка.

Выбор функции правдоподобия и тест в псевдоэкспериментах. Реконструированной массе  $t$ -кварка соответствовал максимум функции правдоподобия, состоящей из произведения независимых функций правдоподобия, полученных для подвыборок с  $b$ -мечением и без него:

$$L_{\text{total}} = L_{\text{tag}} L_{\text{nontag}}.$$

Сомножители  $L_{\text{tag}}$  и  $L_{\text{nontag}}$  представляют собой вероятность, что значения распределения  $M^{\text{hyb}}$  наблюдались в данных, состоящих из смеси данных фоновых событий и событий дилептонного распада  $t\bar{t}$ -пары, с предполагаемой массой  $t$ -кварка  $m_t$ . Уравнения для  $L_{\text{tag}}$  и  $L_{\text{nontag}}$  близки к функциям правдоподобия, использованным в [81, 82], и даются в виде

$$L^i = L_{\text{constr}}^{\text{bg}}(n_b^i) L_{\text{stat}}(N^i | n_s^i + n_b^i) \prod_{k=1}^{N^i} L_{\text{evt}}^k(M^{\text{hyb},k} | m_t, n_s^i, n_b^i),$$

где  $N^i$  — количество событий в соответствующей подвыборке  $i$ . Член  $L_{\text{evt}}^k$  представляет собой вероятность наблюдения события  $k$  с массой  $M^{\text{hyb},k}$  в выборке  $i$ , в которой  $n_s^i$  и  $n_b^i$  — ожидаемое количество сигнальных и фоновых событий соответственно. Член  $L_{\text{stat}}$  представляет собой вероятность наблюдения  $N^i$  в выборке, согласно распределению Пуассона, в то время как  $L_{\text{constr}}^{\text{bg}}$  ограничивает количество фоновых событий согласно значениям из табл. 9. С использованием значений  $M^{\text{hyb}}$ , наблюдаемых из данных, функций плотности вероятности для сигнала и фона, ожидаемого количества фоновых событий при фитировании функцией правдоподобия получаются оценки для величины  $m_t^{\text{fit}}$ , а также для количества сигнальных и фоновых событий.

Поскольку величина  $M^{\text{hyb}}$  зависела от весового параметра  $w$ , то и результаты фитирования оказались  $w$ -зависимыми, что было проверено в псевдоэкспериментах, в которых использовались выборки, смоделированные методом Монте-Карло с заранее известными значениями массы  $t$ -кварка  $m_t^{\text{inp}}$ . В каждом псевдоэксперименте количество сигнальных и фоновых событий бралось согласно распределению Пуассона со средними значениями, приведенными в табл. 9, затем согласно соответствующим шаблонам для сигнала и фона рассчитывалось значение  $M^{\text{hyb}}$ . Псевдоэксперименты подтвердили то, что величина  $m_t^{\text{fit}}$  является несмещенной оценкой  $m_t$ , и то, что все погрешности учтены верно.

*Систематические погрешности.* Для того, чтобы выбрать необходимый  $w$ -зависимый фит функцией правдоподобия для фитирования данных эксперимента, была сделана оценка погрешностей как функций от  $w$ . Для этого ожидаемая статистическая погрешность была определена как средняя статистическая погрешность в псевдоэкспериментах при  $m_t^{\text{inp}} = 172,5 \text{ ГэВ}/c^2$ .

Для оценки систематической погрешности шкалы энергии струй было исследовано воздействие эффектов от неоднородности отклика калориметра как

функции псевдобыстроты, множественных  $p\bar{p}$ -взаимодействий, шкалы энергий адронных струй, вкладов в события эффектов от фрагментаций сталкивающихся протонов и антипротонов и др. Соответствующий JES-параметр [37] изменялся в пределах  $1\sigma$  от ожидаемого значения, затем строились альтернативные шаблоны для сигнала и фона, которые использовались в псевдоэкспериментах. За соответствующие систематические погрешности принимались средние отклонения от результатов, полученных в основных псевдоэкспериментах. Полная погрешность JES определялась как сумма квадратов, рассчитанных таким образом погрешностей.

Таким же образом в псевдоэкспериментах были изучены систематические погрешности от других источников, в частности от LO- и NLO-вычислений КХД (генераторы PYTHIA и POWHEG), от выбора модели адронизации (PYTHIA и HERWIG), от шкалы энергий (импульса) лептонов (мюонов), от выбора модели фона, глюонного излучения в начальном и конечном состояниях и др. Подробное описание можно найти в [83]. Для оценки зависимости систематической погрешности от перечисленных выше источников и параметра  $w$  была использована интерполяция кубическими сплайнами. Оказалось, что статистическая погрешность и погрешность, не связанная со шкалой энергии струй, падают с ростом параметра  $w$ , а систематическая погрешность энергии струй падает при малых значениях  $w$ , а потом растет (рис. 7).

Ожидаемая полная погрешность, рассчитанная как сумма квадратов от всех погрешностей, достигает минимума в интервале  $w [0,5; 0,7]$ . Для фитирования экспериментальных данных было выбрано значение  $w = 0,6$ . В этом

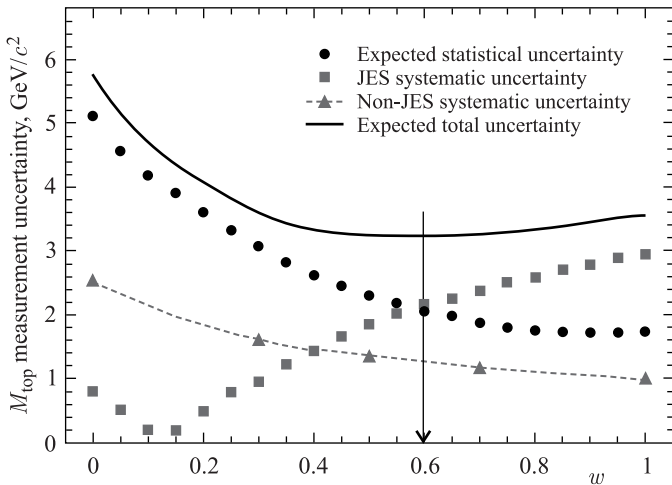


Рис. 7. Погрешности измерения массы  $t$ -кварка как функция  $w$ . Стрелкой указано значение  $w = 0,6$

случае полная систематическая погрешность уменьшается на 9 % по сравнению с использованием значения  $w = 1$ .

*Результаты измерения массы  $t$ -кварка.* Значения основных систематических погрешностей приведены в табл. 10 (полный список можно найти в [77]). Систематическая погрешность, рассчитанная как сумма квадратов отдельных погрешностей, составила  $2,5 \text{ ГэВ}/c^2$ , полная погрешность —  $3,2 \text{ ГэВ}/c^2$ .

Форма функции  $-2 \ln(L_{\text{total}}/L_{\text{total,max}})$  была аппроксимирована параболой (рис. 8). Минимум распределения соответствует массе  $t$ -кварка. Распределения для реконструированных масс  $M^{\text{hyb}}$ ,  $M_{\text{top}}^{\text{reco}}$  и  $M_{ib}^{\text{alt}}$  были построены

Таблица 10. Значения основных систематических погрешностей

Источник погрешности	Значение, $\text{ГэВ}/c^2$
Шкала энергии струй	2,2
NLO-эффекты	0,7
Генераторы Монте-Карло	0,5
Шкала энергии лептонов	0,4
Модель фона	0,4
Глюонное излучение в начальном и конечном состояниях	0,4
Механизм рождения $t$ -кварка	0,3
Шкала энергии $b$ -струй	0,3
Функция распределения партонов	0,2
$b$ -мечение	0,1
Полная систематическая погрешность	2,5
Статистическая погрешность	1,9
Полная погрешность	3,2

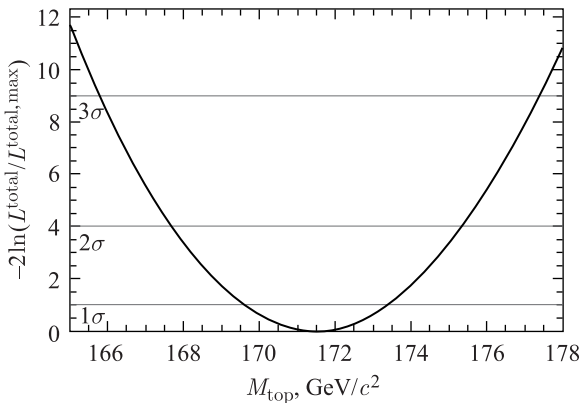


Рис. 8. Зависимость функции правдоподобия от массы  $t$ -кварка. Полученная методом максимального правдоподобия масса соответствует минимуму этой зависимости. Горизонтальные линии соответствуют одному, двум и трем стандартным отклонениям

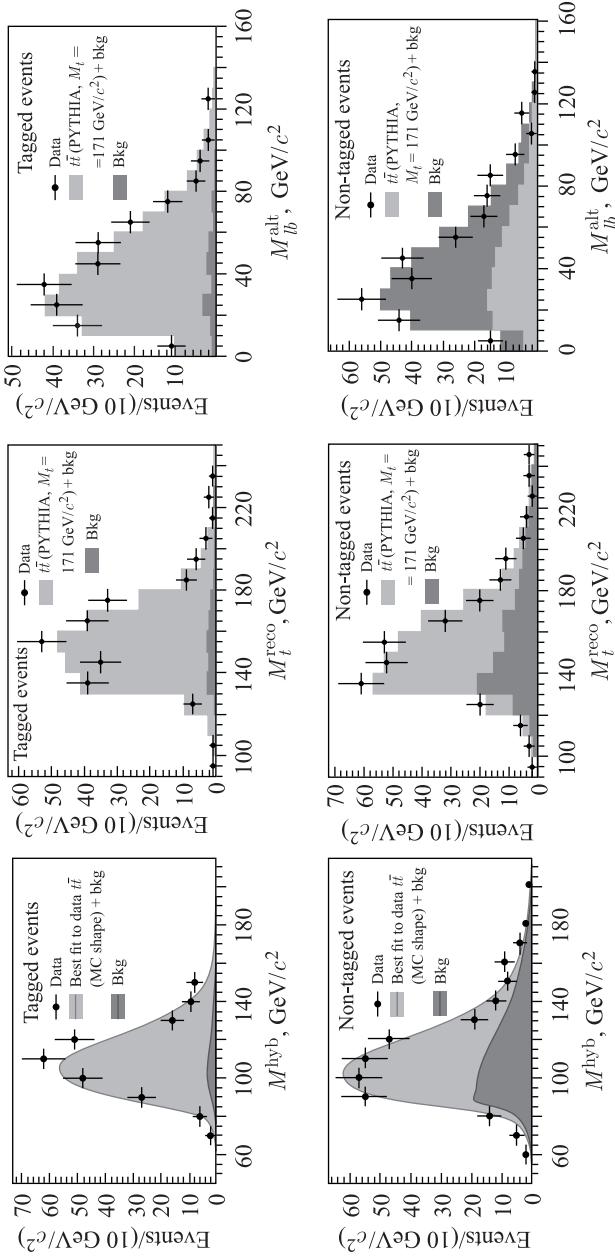


Рис. 9. Распределения для реконструированных масс  $M^{\text{hyb}}$  (слева),  $M_t^{\text{reco}}$  (посередине),  $M_{lb}^{\text{alt}}$  (справа) для подвыборок с  $b$ -мечением (верхний ряд) и без него (нижний ряд)

для подвыборок с  $b$ -мечением (вверху) и без него (внизу) (рис. 9). Приведены распределение для фоновых событий (темно-серый), суммарное распределение для фона и сигнала (светло-серый), а также экспериментальные данные.

Результат измерения массы  $t$ -кварка на статистике  $9,1 \text{ фб}^{-1}$  составил  $(171,5 \pm 1,9 \text{ (стат.)} \pm 2,5 \text{ (сист.)}) \text{ ГэВ}/c^2$ . Это окончательный результат коллаборации CDF для дилептонной моды распада  $t\bar{t}$ -пары.

**2.4. Свойства  $t$ -кварка. 2.4.1. Заряд  $t$ -кварка.** На CDF были проведены измерения электрического заряда  $t$ -кварка с целью подтверждения или опровержения гипотезы о существовании экзотического кварка четвертого поколения с зарядом  $-4/3$  и массой  $\approx 170 \text{ ГэВ}/c^2$  [84]. Гипотеза о существовании экзотического кварка могла быть подтверждена, если бы при распаде  $t\bar{t}$ -пары были обнаружены события, содержащие  $W^-$ -бозон и  $b$ -кварк или  $W^+$ -бозон и  $\bar{b}$ -кварк в лептон-струйной моде. На существование такого экзотического распада уже были получены ограничения до анализа данных с CDF, но с меньшей точностью.

Одна из возможностей определения заряда  $t$ -кварка — прямое измерение фотонного излучения при распаде  $t\bar{t}$ -пары, но для этого было мало данных CDF. Вторая возможность — восстановить заряд  $t$ -кварка по зарядам продуктов его распада. Для этого было необходимо определить заряд  $W$ -бозона, соотнести  $b$ -струю с  $W$ -бозоном и определить заряд  $b$ -струи. В лептон-струйной моде необходимо отделить ветвь распада  $W$ -бозона на лептон и нейтрино от ветви распада  $W$ -бозона на легкие кварки. Заряд  $W$ -бозона в лептонной ветви совпадает с зарядом лептона, в то время как для адронной ветви заряд другого  $W$ -бозона принимается противоположным. Для соотнесения между  $W$ -бозоном и  $b$ -струей использовалась процедура кинематического фита, разработанная коллаборацией CDF [73].

*Критерии отбора событий.* Для анализа необходимо было отобрать события распада  $t\bar{t}$ -пары, содержащие адроны от распада одного  $W$ -бозона и электрон или мюон с соответствующим антинейтрино от распада другого  $W$ -бозона (см. рис. 3, *a*). На первом шаге анализа определялся заряд одного  $W$ -бозона по заряду лептона для лептонной ветви распада, заряд другого  $W$ -бозона для адронной ветви распада противоположен по знаку. Затем проводилось соотнесение  $W$ -бозонов с  $b$ -струями и определялись заряды  $b$ -струи с помощью специального алгоритма JetQ [85, 86]. События, в которых заряд  $W$ -бозона был противоположен заряду  $b$ -струи, классифицировались как SM-подобные события (SM-события). Если же знаки зарядов  $W$ -бозона и  $b$ -струи совпадали, то такое событие классифицировалось как событие, соответствующее распаду экзотического кварка с зарядом  $-4/3$  (XM-событие).

Триггерной сигнатурой для лептон-струйной моды распада  $t\bar{t}$ -пары служит большая недостающая поперечная энергия в событии, а также лептон с большим поперечным импульсом. Отобранные для анализа события должны

были удовлетворять более жестким критериям по сравнению с использованными для измерения массы  $t$ -кварка в лептон-струйной моде распада.

События с двумя и более лептонами идентифицировались как события дилептонной моды распада  $t\bar{t}$ -пары и отбрасывались. При первичном отборе в событии должен присутствовать электрон с поперечной энергией  $E_T > 18$  ГэВ или мюон с поперечным импульсом  $p_T > 18$  ГэВ/с. Затем отбирались события с одним реконструированным изолированным электроном с  $E_T > 20$  ГэВ или мюоном с  $p_T > 20$  ГэВ/с и недостающей поперечной энергией  $\cancel{E}_T > 20$  ГэВ. Событие должно содержать по крайней мере 4 струи, три из которых с энергией  $E_T > 20$  ГэВ в интервале псевдобыстроты  $|\eta| < 2,0$ , четвертая струя с энергией  $E_T > 12$  ГэВ в интервале псевдобыстроты  $|\eta| < 2,4$ .

Для событий с электроном необходимо, чтобы для электрона-кандидата количество поглощенной энергии в адронном калориметре было существенно меньше энергии, поглощенной в электромагнитном калориметре. Также необходимо было ввести критерий обособленности.

При отборе мюонов трек от мюона-кандидата должен был иметь трековые сегменты (stubs) в одной или более мюонных дрейфовых камерах. Также было необходимо, чтобы сегменты треков находились или одновременно в центральной мюонной дрейфовой камере (CMU) и в ее модернизированной части (CMP) — так называемый CMUP-мюон, или в расширенной центральной мюонной дрейфовой камере (CMX) — так называемый CMX-мюон. Так же как для электронов, вводился критерий обособленности: поперечная энергия в калориметре вблизи мюонного трека (за исключением башни, которую этот трек пересекал) в конусе  $R = 0,4$ , образованном вокруг мюона, должна составлять менее 10 % от поперечного импульса  $p_T$  мюона-кандидата.

Мюонный аксептанс был увеличен приблизительно на 20 % за счет добавления в анализ событий, содержащих мюоны, которые не могли быть отобраны сразу мюонным триггером. Первичным критерием отбора было присутствие в событии недостающей поперечной энергии  $\cancel{E}_T > 35$  ГэВ и наличие по крайней мере двух струй с энергией  $E_T > 10$  ГэВ. Если при этом присутствовал или сегмент трека в районе, не охваченном лептонным триггером CMX-камеры, или сегмент трека только в CMU- и CMP-камерах, или изолированный трек, не опознанный мюонным детектором, то мюонное событие-кандидат добавлялось в анализ (так называемое расширенное мюонное событие). На подобное событие накладывались указанные выше требования по критерию обособленности, энергии струй, по поперечному импульсу  $p_T > 20$  ГэВ/с, запрет на дилептонную моды распада  $t\bar{t}$ -пары. Для гарантии полной эффективности триггера вводились дополнительные критерии отбора: расширенное мюонное событие должно было содержать две струи с энергией  $E_T > 25$  ГэВ, одна из которых должна была быть в интервале псевдобыстроты  $|\eta| < 0,9$ , а также отделена от другой конусом  $\Delta R > 1,0$ .

Реконструкция струй проводилась с помощью специального алгоритма в конусе  $\Delta R = 0,4$ . Энергетический вклад башен калориметров, соответствующий отобранным электронам, исключался, при реконструкции поперечной энергии струи учитывались эффекты фрагментации, неоднородности калориметра и его абсолютная энергетическая шкала.

Из-за наличия в процессе нейтрино появляется дисбаланс энергии в поперечной плоскости, недостаток поперечной энергии определяется проекцией энергетических вкладов всех башен калориметра на поперечную плоскость. Требуемое значение недостающей поперечной энергии должно было быть  $E_T > 20$  ГэВ после поправок на восстановленный импульс мюонов и уточнения значений энергий струй в калориметре.

В КХД-процессе  $W +$  струи преобладают наборы данных, удовлетворяющих перечисленным выше требованиям (лептон-струйные (LJ) данные). Для улучшения отношения сигнал–фон необходимо было идентифицировать события с двумя и более  $b$ -струями, для чего был введен критерий наличия в событии по крайней мере двух струй, содержащих вторичные вершины от образовавшегося внутри струи при адронизации  $b$ -кварка  $B$ -мезона и последующего его распада. Алгоритм отбора по вторичной вершине [38] был настроен так, что эффективность идентификации  $b$ -струи составляла  $\sim 50\%$ , вероятность принять струю от легких кварков как  $b$ -струю составляла  $2\%$ .

*Моделирование методом Монте-Карло.* Моделирование методом Монте-Карло использовалось в большинстве исследований на CDF, в том числе для определения заряда  $t$ -кварка. Для генерации событий и партонных ливней использовалась программа PYTHIA версии 6.216 [87], при этом значение массы  $t$ -кварка принималось  $m_t = 172,5$  ГэВ/ $c^2$ . Наборы событий, сгенерированные для других значений массы  $t$ -кварка, использовались для изучения зависимости измерений от этого параметра. Наборы событий распада  $t\bar{t}$ -пары, сгенерированные программой-генератором HERWIG версии 6.510 [88], использовались для определения возможной систематической погрешности, связанной с выбором генератора. Большинство фоновых событий были смоделированы программой PYTHIA, кроме фона от процесса  $W +$  струи, смоделированного с помощью программы ALPGEN версии 2.10'. Моделирование функций партонного распределения проводилось с помощью программы STEQ5L [84], процессов взаимодействия частиц с детектором — с помощью программы GEANT, для моделирования развития ливней использовалась программа GFLASH [89].

*Соотнесение между  $W$ -бозоном и  $b$ -струей.* Каждое событие содержало лептон, несколько кандидатов на  $b$ -струи и струи от легких кварков. Чтобы присвоить четыре струи в событии с наибольшими поперечными импульсами четырем кваркам системы от распада  $t\bar{t}$ -пары и связать лептон от лептонного распада  $W$ -бозона с  $b$ -струей, образующегося при распаде  $t$ -кварка, была использована процедура кинематического фита массы  $t$ -кварка, основанная



на минимизации функционала  $\chi^2$ , который включает в себя фиксированные массы  $t$ -кварка и  $W$ -бозона:  $m_t = 172,5 \text{ ГэВ}/c^2$ ,  $m_W = 80,42 \text{ ГэВ}/c^2$ . Этот функционал описывается уравнением

$$\chi^2 = \sum_{i=l,4\text{jet}} \frac{(\hat{p}_T^i - p_T^i)^2}{\sigma_i^2} + \sum_{j=x,y} \frac{(\hat{p}_j^{\text{UE}} - p_j^{\text{UE}})^2}{\sigma_j^2} + \frac{(m_{jj} - m_W)^2}{\sigma_W^2} + \\ + \frac{(m_{l\nu} - m_W)^2}{\sigma_W^2} + \frac{(m_{bjj} - m_t)^2}{\sigma_t^2} + \frac{(m_{bl\nu} - m_t)^2}{\sigma_t^2}.$$

В этом уравнении первый член оценивает изменение поперечных импульсов для четырех струй и лептона, второй — выполняет ту же функцию для вневластерной энергии, которая представляет собой энерговыделение в калориметре, не отнесенное к четырем ведущим струям и лептону. Последние четыре члена уравнения отвечают за реконструкцию инвариантных масс  $W$ -бозонов и  $t$ -кварков. Параметры  $\sigma_W$  и  $\sigma_t$  представляют собой ширину распада  $W$ -бозона ( $2,12 \text{ ГэВ}/c^2$ ) и сумму квадратов теоретической ширины распада  $t$ -кварка ( $1,5 \text{ ГэВ}/c^2$ ) и экспериментальной ошибки для его массы ( $0,9 \text{ ГэВ}/c^2$ ).

События-кандидаты могут содержать 2, 3 или 4 струи, идентифицированные как  $b$ -струи от вторичных вершин, поэтому будут присутствовать соответственно 2, 6 или 12 возможных присвоений  $b$ -струй  $W$ -бозонам. Для каждого присвоения  $W$ - $b$  рассчитывались два значения функционала  $\chi^2$  для учета неопределенности в направлении продольного импульса нейтрино. Как было определено моделированием Монте-Карло распада  $t\bar{t}$ -пары, при выборе комбинации с минимальным  $\chi^2$  вероятность правильного присвоения  $W$ - $b$  (в дальнейшем — чистота,  $p_{\text{pair}}$ ) составляет 76%. При введении верхнего ограничения на минимальное значение  $\chi^2$  чистоту присвоения можно повысить, но эффективность отбора событий при этом снижается. Оптимальное присвоение можно определить через максимальное значение параметра  $\varepsilon D^2$ , полученное из смоделированного набора данных распада  $t\bar{t}$ -пары, где  $\varepsilon$  — эффективность отбора событий, а  $D \equiv 2p_{\text{pair}} - 1$ . Для анализа отбирались события, у которых минимальное значение  $\chi^2$  не превышает 9, за счет этого эффективность отбора событий составила  $(53,2 \pm 0,1)\%$ , а чистота —  $(83,3 \pm 0,1)\%$  (здесь приведены только статистические погрешности, систематические описаны ниже).

*Определение заряда  $b$ -струи.* Для того, чтобы определить струи от  $b$ - и  $\bar{b}$ -кварков, использовался алгоритм JetQ. Струи, имеющие треки в кремниевом вершинном детекторе (SVD) в конусе  $\Delta R < 0,4$  вокруг оси  $b$ -струи с прицельным параметром меньше чем 0,15 см от первичной вершины и поперечным импульсом больше чем 1,5  $\text{ГэВ}/c$ , считались произошедшими от  $b$ -кварков. При этом в конусе должно было присутствовать по крайней мере два таких трека. Заряд от треков суммировался с учетом весов, которые за-

висят от компоненты импульса вдоль оси струи:

$$\text{JetQ} = \frac{\sum (\mathbf{p}_{\text{track}} \cdot \mathbf{p}_{\text{jet}})^{0,5} Q_{\text{track}}}{\sum (\mathbf{p}_{\text{track}} \cdot \mathbf{p}_{\text{jet}})^{0,5}},$$

где  $\mathbf{p}_{\text{jet}}$  ( $\mathbf{p}_{\text{track}}$ ) — вектор импульса струи (трека) и  $Q_{\text{track}}$  — заряд частицы, связанной с этим треком. Требования к трекам и значение показателя степени были выбраны в результате оптимизации алгоритма JetQ на смоделированных данных распада  $t\bar{t}$ -пары. Если значение параметра JetQ было положительным, то струя приписывалась  $\bar{b}$ -кварку, при отрицательном значении —  $b$ -кварку. С помощью моделирования Монте-Карло выяснилось, что алгоритм имеет эффективность отбора ( $97,9 \pm 0,1$ ) % при вероятности (чистоте) определения правильного заряда  $b$ -струи ( $60,8 \pm 0,1$ ) %.

*Калибровка JetQ-алгоритма на основе данных CDF.* Так как нельзя смоделировать в полном объеме фрагментацию струи, чистота JetQ-алгоритма, полученная при моделировании, была скорректирована с помощью обработки набора данных CDF, обогащенных тяжелыми кварками для событий с двумя струями. В событии должен был присутствовать центральный мюон с поперечным импульсом  $p_T > 8$  ГэВ/с. Также в событии должна присутствовать меченая мюонная струя с энергией  $E_T > 20$  ГэВ, которая содержит мюон с поперечным импульсом  $p_T > 9$  ГэВ/с внутри конуса и тестовую удаленную струю с энергией  $E_T > 20$  ГэВ, расположенную под углом  $\Delta\phi > 2$  относительно мюонной струи. Обе струи должны быть опознаны как  $b$ -струи через алгоритм вторичной вершины, но для мюонной струи при этом использовался более избирательный способ мечения.

Чистота JetQ-алгоритма определялась как доля событий, в которых заряд из мюонной струи был противоположен JetQ-значению удаленной струи. Также учитывалось следующее: если мюон рождался из каскада  $b \rightarrow c \rightarrow \mu$ , то его заряд был противоположен заряду мюона, напрямую рожденного распадом  $b$ -кварка (вторичная выборка); тот же эффект наблюдался в случае смешивания  $b$ -кварка, т. е. когда, благодаря  $B_0 \leftrightarrow \bar{B}_0$ -осцилляциям,  $b$ -кварк переходил в  $\bar{b}$ -кварк (смешанная выборка); и если один из двух кандидатов на  $b$ -струю не был опознан, то отсутствовала связь между значением JetQ удаленной струи и мюоном (выборка, не содержащая струи от  $b\bar{b}$ -кварков). Первые два эффекта были получены из моделирования, последний — из фитирования данных.

Для выделения  $b\bar{b}$ -выборки из двухструйных наборов событий были использованы два независимых фита. Сначала выделялась  $b$ -выборка в мюонных струях через фитирование распределения компоненты поперечного импульса мюона по отношению к направлению струи  $p_{T_{\text{rel}}}$ . Эта компонента значительно больше для мюонов, порожденных струей от  $b$ -кварка. Используемые шаблоны приведены в верхнем ряду рис. 10. Шаблоны для легкого кварка и  $c$ -кварка были объединены, так как они достаточно близки. Затем выделялась

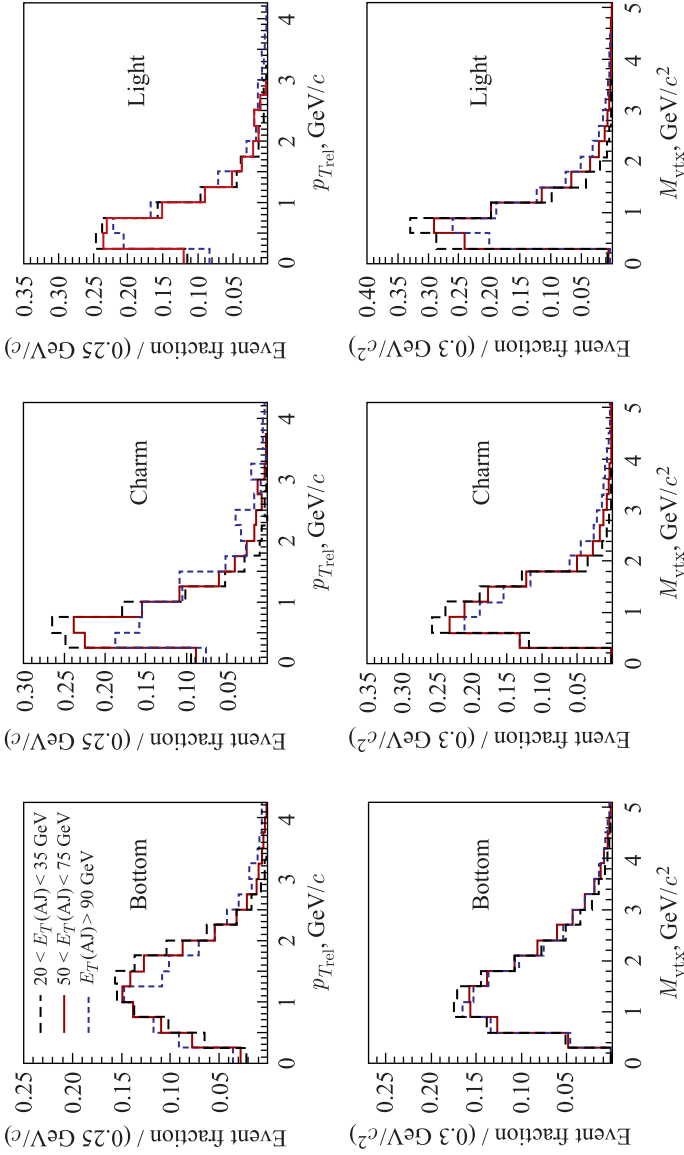


Рис. 10. Примеры шаблонов для  $p_{T,rel}$  (вверху) и для инвариантной массы от продуктов вторичной вершины (внизу) для  $b$ -,  $c$ - и легких кварков при различных значениях энергии удаленной струи  $E_T$

$b$ -выборка в удаленной струе через фитирование инвариантной массы частиц от вторичной вершины, которая принимает большие значения в случае, если родительский кварк — тяжелый.

Допуская, что в модельных наборах данных нельзя достоверно смоделировать распределение энергии  $E_T$  от удаленной струи в случае, когда легкие кварки ошибочно приняты за  $b$ -кварки, необходимо было использовать все шаблоны для фитирования двухструйных наборов событий для независимых диапазонов энергии  $E_T$  удаленной струи. Поскольку  $b$ -выборки от мюонной и удаленной струй получены через независимое фитирование, то информации об их связи внутри двухструйного события не было. Однако если предположить, что эта связь максимальна (минимальна), то можно получить верхний (нижний) предел  $b\bar{b}$ -выборки. Затем в каждом диапазоне энергии удаленной струи  $E_T$  количество  $b\bar{b}$ -событий определялось как среднее значение от верхнего и нижнего пределов, при этом погрешность бралась равной половине разности между значениями этих пределов.

Комбинируя  $b\bar{b}$ -выборку со вторичной и смешанной выборками, можно внести поправку для измеренной чистоты в каждом диапазоне энергии удаленной струи  $E_T$ . Был определен поправочный нормировочный коэффициент  $SF_{JQ}$  для JetQ-алгоритма, который рассчитывался как отношение чистоты для двухструйных наборов данных CDF к чистоте данных, полученных в результате соответствующего моделирования. Зависимости этого коэффициента от энергии удаленной струи  $E_T$  не наблюдалось (рис. 11).

Полная систематическая погрешность для коэффициента  $SF_{JQ}$  составила 3,2 %, при этом основной вклад вносили погрешности формы шаблона

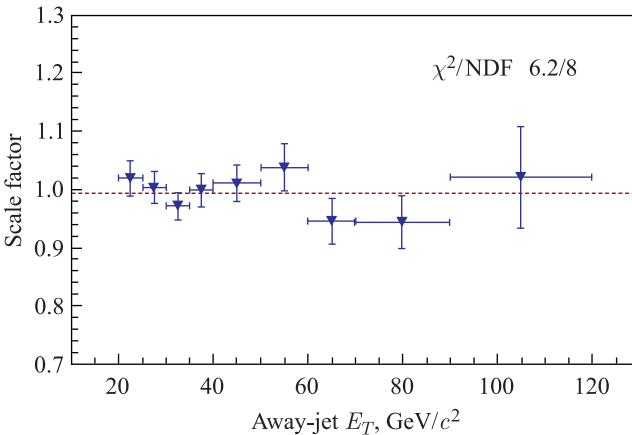


Рис. 11. Отношение чистоты для JetQ-алгоритма к чистоте данных из моделирования Монте-Карло как функция от энергии удаленной струи  $E_T$ . Пунктирная линия — результат фитирования данных

(2,3 %), методологии фитирования (1,8 %) и предположение о линейной зависимости  $SF_{JQ}$  от  $E_T$  удаленной струи (1,4 %). Окончательное значение для коэффициента составило  $SF_{JQ} = 0,99 \pm 0,01$  (стат.)  $\pm 0,03$  (сист.).

*Фоновые процессы.* Под понятием «сигнал», или «сигнальное событие», понималось как событие от распада  $t\bar{t}$ -пары в рамках SM, так и событие с экзотическими кварками с массой 172,5 ГэВ/ $c^2$ , для которых применялось Монте-Карло-моделирование, описанное выше. Основной вклад в фоновые процессы вносят многоструйные процессы с  $W$ -бозоном и несколькими струями. Такие события попадали в «сигнальный» набор, если либо две струи были  $b$ -струями ( $W + HF$ ), либо струи из легких кварков ошибочно опознавались как  $b$ -струи (mistag). Другие вклады в фоновые процессы давали КХД многоструйные события, в которых одна струя ошибочно опознавалась как лептон, а две другие как  $b$ -струи, либо которые неправильно идентифицировались как  $b$ -струи (QCD fake), и события с одиночным рождением  $t$ -кварка (single top) и двухбозонные события (diboson). Из-за требования идентификации по крайней мере двух струй как  $b$ -струй уровень фона был относительно небольшой и составлял  $\approx 15\%$ .

Для получения предсказания для фоновых процессов использовался такой же метод, как для измерения сечения рождения пары  $t\bar{t}$ -кварков в лептон-струйном канале, изложенный в [90]. Для определения эффективности требований к параметру  $\chi^2$  и JetQ-отбору было проведено Монте-Карло-моделирование для каждого фонового процесса за исключением процесса с «фальшивыми» многоструйными событиями (QCD fake), для него были использованы экспериментальные данные. Затем определялась корреляция между зарядом первичного лептона и значением JetQ соответствующей  $b$ -струи для каждого типа фона. Эта корреляция определялась как доля  $W$ - $b$ -пар, которые были классифицированы как соответствующие SM, от общего количества  $W$ - $b$ -пар. Ожидалось, что эта величина будет составлять 50 %, т.е. событие будет классифицировано с одинаковой вероятностью как SM- или ХМ-событие за исключением двух процессов — одиночного рождения  $t$ -кварка и многоструйного процесса  $b\bar{b}$ -рождения, в котором лептон от полулептонного распада  $b$ -кварка был идентифицирован неправильно как первичный. Для первого из перечисленных процессов было проведено моделирование с целью определения возможной корреляции, для второго процесса был использован набор данных, удовлетворяющий указанным выше критериям отбора, причем лептон мог не удовлетворять по крайней мере двум критериям.

Результаты приведены в табл. 11 и 12 и на рис. 12–14. Эффективность требований по  $\chi^2$  и по JetQ-алгоритму для различных фоновых процессов показана в 3-м и 4-м столбцах табл. 11, при этом количество кварков-кандидатов (столбец 5) увеличено вдвое, так как каждое отобранное событие содержит две пары  $W$ - $b$ , каждая из которых представляет SM- или ХМ-кандидата.

Таблица 11. Ожидаемое количество кварков-кандидатов для различных фоновых процессов:  $N_{\text{bef}}$  — количество событий до применения критериев;  $N_{\text{aft}}$  — количество кварков-кандидатов после применения критериев;  $N_{\text{bgd}}$  — полное число фоновых событий;  $N_{\text{sgn}}$  — полное число сигнальных событий

Процесс	$N_{\text{bef}}$	Эффективность применения $\chi^2$	Эффективность JetQ-отбора	$N_{\text{aft}}$
$W + \text{HF}$	$66 \pm 22$	$0,152 \pm 0,004$	$0,970 \pm 0,003$	$19,5 \pm 6,4$
QCD fake	$18 \pm 14$	$0,17 \pm 0,08$	$0,88 \pm 0,12$	$5,4 \pm 4,8$
Diboson	$4,7 \pm 0,7$	$0,22 \pm 0,02$	$0,97 \pm 0,01$	$2,0 \pm 0,4$
Mistag	$9,7 \pm 2,6$	$0,15 \pm 0,02$	$0,96 \pm 0,02$	$2,8 \pm 0,8$
Single top	$10,6 \pm 1,3$	$0,23 \pm 0,004$	$0,972 \pm 0,003$	$4,4 \pm 0,5$
$N_{\text{bgd}}$	$109 \pm 26$	Не определено	Не определено	$34 \pm 8$
$N_{\text{sgn}}$	$670 \pm 110$	$0,532^{+0,001}_{\pm 0,005}$ (стат.) (сист.)	$0,979^{+0,0}_{\pm 0,002}$ (стат.) (сист.)	$700 \pm 120$

Таблица 12. Связь между зарядом первичного лептона и значением JetQ соответствующей  $b$ -струи, количество SM- и ХМ-кандидатов для различных фоновых процессов:  $N$  — количество ожидаемых кварков-кандидатов;  $N_{\text{bgd}}$  — полное число фоновых событий;  $N_{\text{sgn}}$  — полное число сигнальных событий

Процесс	$N$	Корреляция	Количество SM-событий	Количество ХМ-событий
$W + \text{HF}$	$19,5 \pm 6,4$	$0,5 \pm 0,0$	$9,7 \pm 3,2$	$9,7 \pm 3,2$
QCD fake	$5,4 \pm 4,8$	$0,48 \pm 0,06$	$2,6 \pm 2,3$	$2,8 \pm 2,5$
Diboson	$2,0 \pm 0,4$	$0,5 \pm 0,0$	$1,0 \pm 0,2$	$1,0 \pm 0,2$
Mistag	$2,8 \pm 0,8$	$0,5 \pm 0,0$	$1,4 \pm 0,4$	$1,4 \pm 0,4$
Single top	$4,4 \pm 0,5$	$0,51 \pm 0,01$	$2,3 \pm 0,3$	$2,2 \pm 0,3$
$N_{\text{bgd}}$	$34 \pm 8$	$0,50 \pm 0,01$	$17 \pm 4$	$17 \pm 4$
$N_{\text{sgn}}$	$700 \pm 120$	$0,562^{+0,004}_{\pm 0,01}$ (стат.) (сист.)	$394 \pm 66$	$306 \pm 51$

В наборах данных для фоновых процессов необходимо выяснить наличие в сигнальном событии корреляции между зарядами лептона и соответствующей  $b$ -струи. Эта корреляция определялась как чистота фона  $p_b = N_+ / (N_+ + N_-)$ , где  $N_+$  — количество пар  $W^+b$  ( $W^-\bar{b}$ ), т. е. SM-кандидатов, а  $N_-$  — количество пар  $W^-b$  ( $W^+\bar{b}$ ), т. е. ХМ-кандидатов. Если корреляции нет ( $N_+ = N_-$ ), то чистота фона равна 0,5, т. е. фон симметричный. В случае одиночного рождения  $t$ -кварка или многоструйных событий можно предполагать асимметрию фона. Как показали расчеты, для всех фоновых процессов связь между зарядом первичного лептона и значением JetQ соответствующей  $b$ -струи была около 50 % (табл. 12, столбец 3), количество SM- и ХМ-кандидатов для фоновых процессов представлено в столбцах 4 и 5.

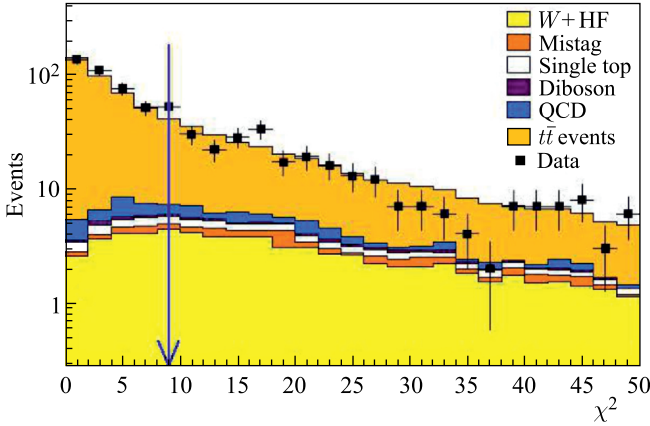


Рис. 12. Распределение минимума функционала  $\chi^2$  для событий, удовлетворяющих критериям отбора, для различных фоновых процессов и процесса распада  $t\bar{t}$ -пары

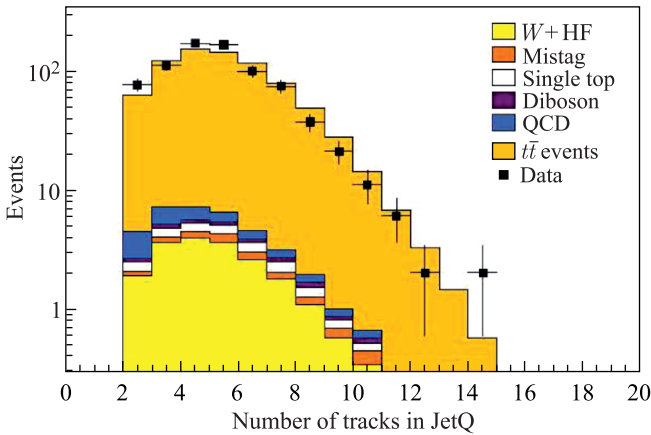


Рис. 13. Распределение количества треков, использованных при расчетах параметра JetQ

Для того, чтобы правильно присвоить лептон соответствующей  $b$ -струе, строилось распределение минимума функционала  $\chi^2$  для событий, прошедших указанные выше критерии отбора. Результаты минимизации для смоделированных фоновых процессов и событий распада  $t\bar{t}$ -пары (цветные гистограммы), а также экспериментальные данные приведены на рис. 12, стрелкой указан верхний предел для  $\chi^2$ . Распределения количества треков, использованных при расчетах параметра JetQ, и поперечного импульса лептона  $p_T$  с учетом фоновых процессов представлены на рис. 13 и 14.

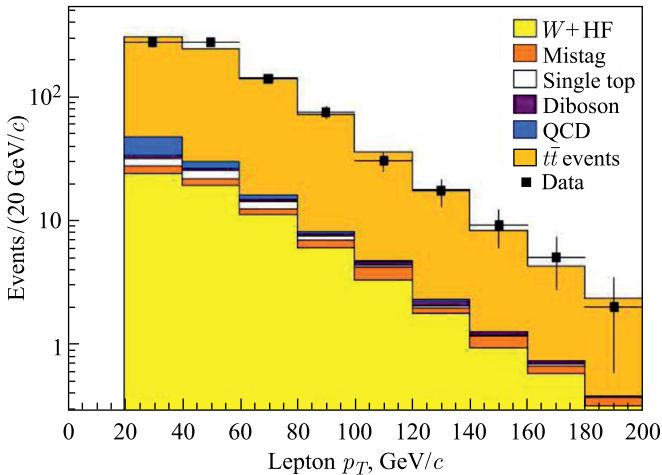


Рис. 14. Распределение поперечного импульса лептонов  $p_T$

*Систематические погрешности.* Источниками систематических погрешностей служат погрешности при моделировании геометрического и кинематического акцептансов, эффективности определения вторичных вершин, погрешности шкалы энергии струй, погрешности в оценке фона и светимости. При Монте-Карло-моделировании геометрического и кинематического акцептансов учитываются эффекты от функций распределения партонов, глюонного излучения начального и конечного состояний и шкала энергии струй.

Погрешность, связанная с функцией распределения партонов, определялась через изменение независимых собственных состояний векторов STEQ6M PDF-набора [91], значения  $\Lambda_{\text{QCD}}$  и через последующее сравнение номинальных значений STEQ5L PDF [56] с MRST72 [92]. Изменялись также в пределах  $\pm 1\sigma$  параметры, связанные с глюонным излучением в начальном и конечном состояниях, соответствующая погрешность рассчитывалась через сравнение результатов с исходными. Аналогично определялась погрешность шкалы энергии струи: ее калибровочные коэффициенты изменялись в пределах  $\pm 1\sigma$ , после чего энергия струи корректировалась согласно этой новой шкале. Систематическая погрешность оценивалась как половина разности между исходной энергией струи и энергией скорректированной, согласно новой шкале, струи. Еще один источник погрешностей — выбор генератора, в частности модели адронизации, для оценки этой погрешности сравнивались генераторы PYTHIA и HERWIG.

Все эти погрешности влияли на количество сигнальных и фоновых событий [90], а также на эффективность и чистоту соотношения  $W$ -бозона с  $b$ -струей и на чистоту JetQ-алгоритма. На правильность соотношения



$W$ -бозона и  $b$ -струи влияет также погрешность, связанная с выбором массы  $t$ -кварка, используемого при моделировании, и ограничение на функционал  $\chi^2$ . Эта погрешность определялась через сдвиг значений, полученных при сравнении номинальных результатов с результатами от двух дополнительных наборов данных, смоделированных для масс  $t$ -кварка 170 и 175 ГэВ/ $c^2$ . В качестве окончательного значения систематической погрешности чистоты JetQ-алгоритма была взята величина, полученная из калибровки данных, просуммированная с квадратом величины от глюонного излучения в начальном и конечном состояниях, так как они могут быть различными для  $b\bar{b}$ - и  $t\bar{t}$ -событий.

Значения, полученные в результате оценки указанных выше систематических погрешностей, приведены в табл. 13. Число 0,7 для чистоты JetQ дано для информации, но не использовалось при нахождении полной погрешности, так как чистота определялась из калибровки данных и значение  $SF_{JQ}$  уже было поправлено для соответствующей Монте-Карло-модели адронизации. Полная погрешность рассчитывается как сумма квадратов отдельных погрешностей от разных источников.

Таблица 13. Расчетные значения систематических погрешностей

Источник систематических погрешностей	Эффективность $\chi^2$ -отбора	Эффективность JetQ-алгоритма	Чистота соотнесения $W-b$	Чистота JetQ, %
Шкала энергии струи (JES)	0,2	0,004	0,1	0,1
Глюонное излучение	0,5	0,1	0,2	0,2
Генератор Монте-Карло	0,2	0,1	0,1	(0,7)
Масса $t$ -кварка	0,4	0,2	0,9	0,5
PDF	0,7	0,002	0,1	0,02
Итого	1,0	0,3	1,0	0,6

*Определение чистоты сигнала.* Расчет чистоты сигнала  $p_s$  сложнее, чем расчет чистоты фона, так как в случае сигнальных событий необходимо было определить чистоту правильного соотнесения пар  $p_{\text{pair}}$  и чистоту заряда струй  $p_{JQ}$ , обе эти величины связаны с  $b$ -кварком на партонном уровне. Надо было также учесть, что выборка может содержать события с легкими кварками, ошибочно опознанными как  $b$ -струи ( $f_{nb}$ ), поэтому необходимо ввести коэффициент  $SF_{nb}$ , который приводит в соответствие уровень ошибочного  $b$ -мечения между Монте-Карло-моделированием и измерениями. Этот коэффициент определяется таким же способом, как и при измерениях сечения процесса рождения  $t\bar{t}$ -пар [90].

Полная чистота сигнала определялась как комбинация чистоты правильного соотношения продуктов распада и чистоты JetQ-алгоритма следующим образом:

$$p_s = f_{nb}SF_{nb}p_{nb} + (1 - f_{nb}SF_{nb}) \left[ p_{Wb}p_{JQ}SF_{JQ} + (1 - p_{Wb})(1 - p_{JQ}SF_{JQ}) \right],$$

где  $p_{nb}$  — вероятность, что сигнальное событие с неправильно определенной  $b$ -струей будет расценено как SM- или ХМ-событие;  $p_{Wb}$  — чистота соотношения для  $W-b$ , а  $p_{JQ}$  — чистота определения JetQ. Эти три чистоты были получены на основе смоделированных событий. Величина  $SF_{JQ}$  — корректировочный коэффициент для приведения в соответствие результатов Монте-Карло-моделирования для JetQ-алгоритма к данным CDF. В табл. 14 представлены значения указанных выше величин с учетом систематических погрешностей из табл. 13.

Таблица 14. Данные для определения чистоты сигнала

Параметр	Значение
$f_{nb}$	$0,079 \pm 0,001$
$SF_{nb}$	$1,01 \pm 0,03$
$p_{nb}$	$0,50 \pm 0,01$
$p_{Wb}$	$0,833 \pm 0,001(\text{стат.}) \pm 0,008(\text{сист.})$
$p_{JQ}$	$0,608 \pm 0,001(\text{стат.}) \pm 0,003(\text{сист.})$
$SF_{JQ}$	$0,99 \pm 0,01(\text{стат.}) \pm 0,03(\text{сист.})$

Таблица 15. Оценка числа событий-кандидатов, событий для фоновых процессов для чистоты сигнала и фона с соответствующими погрешностями

Параметр	Значение
$N_s$	$700 \pm 120$
$N_b$	$34 \pm 8$
$p_s$	$0,562 \pm 0,004(\text{стат.}) \pm 0,011(\text{сист.})$
$p_b$	$0,50 \pm 0,01$

Эквивалентом сигнальной чистоты для фоновых процессов является корреляция между JetQ и зарядом первичного лептона, окончательные исходные данные для последующего статистического анализа приведены в табл. 15.

*Статистическая обработка.* В качестве параметра, имеющего разную функцию плотности вероятности для гипотезы существования экзотического

$t$ -кварка (ХМ-гипотеза) и  $t$ -кварка из СМ (SM-гипотеза), была выбрана доля SM-кандидатов  $f_+$ . В случае верной SM-гипотезы  $f_+ = 1$ , в случае верной ХМ-гипотезы  $f_+ = 0$ . Из-за погрешностей правильного соотношения пар  $W-b$  и расчета заряда струй точного достижения указанных значений не ожидается, но в случае верной SM-гипотезы значение  $f_+$  должно быть близким к 1.

Функция правдоподобия содержала 5 сомножителей:

$$L = L_s L_{N_b} L_{N_s} L_{p_s} L_{p_b},$$

где  $L_s$  — распределение Пуассона для сигнальной части; следующие 4 члена — распределения Гаусса с соответствующими погрешностями для ожидаемых чисел сигнальных ( $L_{N_s}$ ) и фоновых ( $L_{N_b}$ ) событий, чистоты сигнала ( $L_{p_s}$ ) и фона ( $L_{p_b}$ ).

Распределение для сигнальной части описывалось уравнением

$$L_s(x^+, x^-) = \frac{\langle N_+ \rangle^{x^+} e^{-(N_+)}}{x^+!} \frac{\langle N_- \rangle^{x^-} e^{-(N_-)}}{x^-!},$$

где  $x^+$  и  $x^-$  — количество SM- и ХМ-подобных событий соответственно;  $\langle N_+ \rangle$ ,  $\langle N_- \rangle$  — ожидаемые средние значения распределения Пуассона для  $N_+$  и  $N_-$ , определяемые выражениями

$$\begin{aligned} \langle N_+ \rangle &= p_s N_s f_+ + (1 - p_s) N_s (1 - f_+) + p_b N_b, \\ \langle N_- \rangle &= (1 - p_s) N_s f_+ + p_s N_s (1 - f_+) + (1 - p_b) N_b. \end{aligned}$$

Здесь  $N_s$  — количество сигнальных событий-кандидатов;  $N_b$  — количество фоновых событий.

Распределение для ожидаемых фоновых событий определялось как

$$L_{N_b}(y_b) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{N_b}} \exp \left[ -\frac{(y_b - N_b)^2}{2\sigma_{N_b}^2} \right],$$

где  $N_b$  и  $\sigma_{N_b}$  — количество фоновых событий и соответствующая погрешность.

Распределение для сигнальных событий описывалось уравнением

$$L_{N_s}(y_s) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{N_s}} \exp \left[ -\frac{(y_s - N_s)^2}{2\sigma_{N_s}^2} \right],$$

где  $N_s$  и  $\sigma_{N_s}$  — количество сигнальных событий и соответствующая погрешность.

Аналогично вычислялись последние два множителя. Член, отвечающий за чистоту сигнала, определялся выражением

$$L_{p_s}(z_{p_s}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{p_s}} \exp \left[ -\frac{(z_{p_s} - p_s)^2}{2\sigma_{p_s}^2} \right],$$

где  $p_s$  и  $\sigma_{p_s}$  — чистота сигнала и ее погрешность. Распределение для чистоты фона определялось как

$$L_{p_b}(z_{p_b}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{p_b}} \exp \left[ -\frac{(z_{p_b} - p_b)^2}{2\sigma_{p_b}^2} \right],$$

где  $p_b$  и  $\sigma_{p_b}$  — чистота фона и ее погрешность. В этих уравнениях  $y_b$ ,  $y_s$ ,  $z_{p_s}$ ,  $z_{p_b}$  — соответствующие переменные функции правдоподобия; значения всех погрешностей приведены в табл. 15.

Чтобы получить значение  $f_+$ , соответствующее наблюдаемым  $(x^+, x^-)$ , необходимо решить систему уравнений правдоподобия, получаемую приравниванием нулю частных производных от функции правдоподобия по каждой переменной. Полученная система нелинейных уравнений аналитически не разрешима, поэтому для процедуры минимизации распределения  $(-2 \log \lambda)$ , где  $\lambda = (L(H = SM))/(L(H = XM))$ , использовался фит MINUIT для каждого возможного значения  $f_+$  из интервала  $[-1, 2]$ .

Для тестирования в псевдоэкспериментах необходимо было смоделировать  $x^+(x^-)$ -значения. Они выбирались случайным образом согласно распределению Пуассона вокруг среднего  $\langle N_+ \rangle$  ( $\langle N_- \rangle$ ). Сами значения для  $\langle N_+ \rangle$  и  $\langle N_- \rangle$  рассчитывались при фиксированном  $f_+$ . Остальные переменные функции правдоподобия задавались согласно распределениям Гаусса случайным образом вокруг соответствующих средних. Псевдоэксперимент был повторен 1 млн раз, в каждом случае было получено значение  $\hat{f}_+$ , соответствующее минимуму функции правдоподобия.

*Проверка статистической гипотезы.* В качестве основной была выбрана гипотеза, что наблюдаемый  $t$ -кварк является кварком из SM с зарядом  $+2/3$  (SM-модель), в качестве альтернативной — наблюдаемый  $t$ -кварк является экзотическим с зарядом  $-4/3$  (XM-модель). Для статистики критерия была выбрана величина  $f_+$ , при этом вероятность получения значения этого критерия наиболее близким к наблюдаемому в экспериментальных данных при условии верной основной гипотезы  $H_0$  равна

$$p_{SM} = \int_{-\infty}^{f_+^{\text{data}}} f(X|H_0) dX.$$

Аналогично вероятность получения значения статистики критерия наиболее близким к наблюдаемому при условии верной альтернативной гипотезы  $H_1$  определяется выражением

$$p_{XM} = \int_{f_+^{\text{data}}}^{+\infty} f(X|H_1) dX.$$

При сравнении  $p_{SM}$  и  $p_{XM}$  с уровнем значимости критерия  $\alpha$  гипотеза отвергается, если  $p_{SM(XM)} < \alpha$ , в противном случае гипотеза принимается, при этом  $1 - \alpha$  принимается за уровень достоверности.

При проверке статистической гипотезы были использованы для уровня значимости критерия  $\alpha_0$  — для основной гипотезы,  $\alpha_1$  — для альтернативной:  $\alpha_0 = 1,3 \cdot 10^{-3}$  ( $2,87 \cdot 10^{-7}$ ) (статистическая значимость  $3(5)\sigma$ ) и  $\alpha_1 = 0,05$ . Таким образом, если при анализе выяснится, что:

- 1)  $p_{SM} < 1,3 \cdot 10^{-3}$  ( $2,87 \cdot 10^{-7}$ ), то на уровне значимости  $3(5)\sigma$  будет подтверждено существование экзотического  $t$ -кварка с зарядом  $-4/3$ ;
- 2)  $p_{SM} > 1,3 \cdot 10^{-3}$ , то нельзя исключить существование  $t$ -кварка из SM;
- 3)  $p_{XM} < 5\%$ , то существование экзотического  $t$ -кварка исключено с 95%-м уровнем достоверности.

Принимая во внимание все перечисленное, можно сформулировать 4 возможных вывода в зависимости от результатов анализа.

1. XM-модель отклоняется, и в то же время SM-модель не отклоняется.
2. SM-модель отклоняется на уровне значимости  $3\sigma$  или  $5\sigma$ , и в то же время XM-модель не отклоняется (наблюдается новая физика за пределами SM).
3. Не отклоняется ни SM-, ни XM-модель (в математической статистике — область непринятия решения).
4. Отклоняются обе модели.

Также при анализе использовался подход Байеса для проверки статистических гипотез. В этом случае оценивается вероятность основной  $H_0$  (SM-модель) и альтернативной  $H_1$  (XM-модель) гипотез через интегрирование по всем четырем проблемным параметрам, включая систематические погрешности. Затем, в предположении, что вероятность SM-гипотезы равна вероятности XM-гипотезы, рассчитывается байесовский фактор BF.

Полученное значение BF определяет, насколько предпочтительна SM-гипотеза по сравнению с XM-гипотезой. Распределение  $2 \ln(BF)$  близко к распределению  $\chi^2$ , полученное числовое значение байесовского фактора соответствует следующей шкале по силе доказательства [93]:

- 0–2: сила доказательства несущественная, т. е. SM-гипотеза несущественна по сравнению с XM-гипотезой;
- 2–6: сила доказательства существенная, SM-гипотеза предпочтительней;

6–10: сила доказательства очень существенная, SM-гипотеза намного предпочтительней;

> 10: сила доказательства решающая, SM-гипотеза принята.

*Результаты измерения заряда  $t$ -кварка.* Для анализа использовались данные CDF, набранные с марта 2002 г. по февраль 2010 г., статистика составила  $5,6 \text{ fb}^{-1}$ . Всего наблюдалось 815 событий в лептон-струйной моде, после применения критерия  $\chi^2 < 9$  при соотношении  $W$ -бозона с  $b$ -струей, а также критериев отбора при определении заряда  $b$ -струи для анализа осталось 774 пары  $W$ - $b$ , из которых 416 пар были идентифицированы как SM-события, 358 пар — как XM-события. Количество SM(XM)-событий рассчитывалось из условия, что полный заряд пары лептон- $b$ -струя должен быть отрицательным (положительным). Полный заряд определяется уравнением

$$Q_{\text{comb}} = Q(W) Q(b\text{jet}),$$

где  $Q(W)$  — заряд  $W$ -бозона (лептона);  $Q(b\text{jet})$  — заряд соответствующей  $b$ -струи. Распределение полного заряда показано на рис. 15.

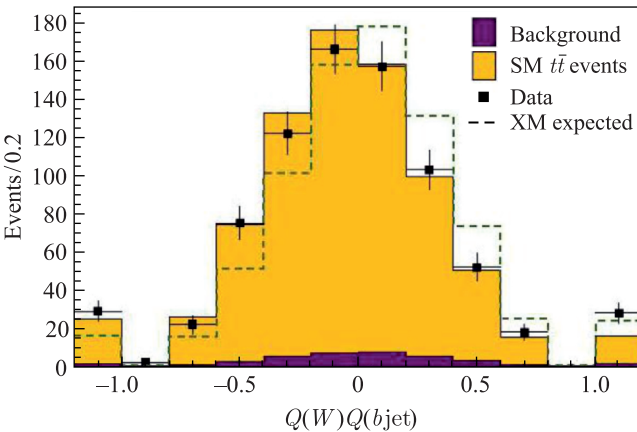


Рис. 15. Полный заряд для  $W$ - $b$ -пар (заряд  $W$ -бозона, умноженный на значение  $\text{Jet}Q$ ) в лептон-струйной моде для ожидаемых сигнальных и фоновых событий и данных CDF. Слева от нуля — SM-события; справа — XM-события; штриховая ломаная линия — ожидаемое распределение в случае XM-модели

Минимум распределения логарифмической кривой правдоподобия (рис. 16) достигался при значении  $\hat{f}_+ = 0,83$ , что соответствует  $p_{\text{SM}} = 13,4\%$  и  $p_{\text{XM}} = 0,014\%$ . Следовательно, судя по значению  $p_{\text{SM}}$ , нельзя исключить существование  $t$ -кварка из SM, а судя по значению  $p_{\text{XM}}$ , существование экзотического  $t$ -кварка исключено с 99%-м уровнем достоверности. На рис. 17 показаны  $\hat{f}_+$ -распределения для SM- и XM-гипотез, полученные из тестиро-

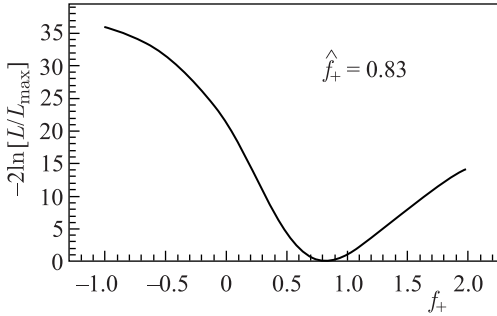


Рис. 16. Распределение  $(-2 \ln L)$  для данных CDF

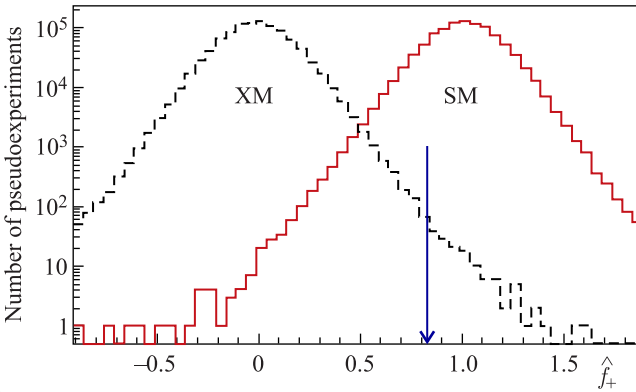


Рис. 17.  $\hat{f}_+$ -распределения для SM- и XM-гипотез, полученные из тестирования в псевдоэкспериментах

вания в псевдоэкспериментах, стрелкой указано наблюдаемое значение  $\hat{f}_+$ . При проверке гипотезы методом Байеса значение байесовского фактора получилось  $2 \ln(\text{BF}) = 19,6$ , следовательно, сила доказательства существования  $t$ -кварка из SM — решающая, SM-гипотеза принята.

Также проводился отдельный анализ для электронов и мюонов. В табл. 16 приведены ожидаемые значения для сигнальных и фоновых событий, для

Таблица 16. Ожидаемые значения для сигнальных и фоновых событий, соответствующие чистоты для электронов и мюонов

Параметр	Электроны	Мюоны
$N_s$	$307,8 \pm 50,8$	$391,7 \pm 66,6$
$N_b$	$17,2 \pm 4,6$	$16,8 \pm 4,0$
$p_s$	$0,56 \pm 0,01$	$0,56 \pm 0,01$
$p_b$	$0,50 \pm 0,02$	$0,50 \pm 0,01$

чистоты сигнала и фона отдельно для электронов и мюонов. Были рассчитаны  $\hat{f}_+$ -распределения для SM- и XM-гипотез, полученные из тестирования в псевдоэкспериментах для электронов (рис. 18) и для мюонов (рис. 19); красным цветом (1) обозначено распределение, соответствующее верной SM-гипотезе, черным (2) — распределение, соответствующее верной XM-гипотезе; стрелкой указано наблюдаемое значение  $\hat{f}_+^{\text{data}}$ .

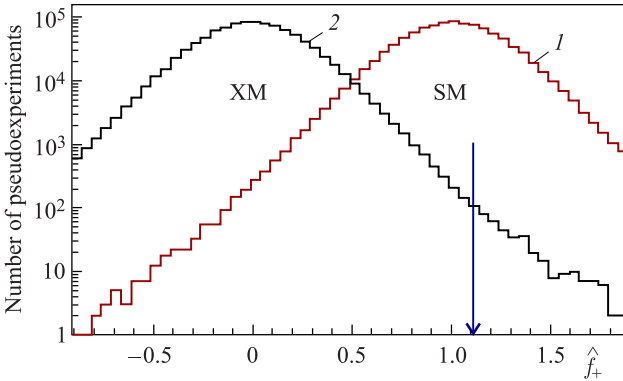


Рис. 18.  $\hat{f}_+$ -распределения для SM- и XM-гипотез для электронов, полученные из тестирования в псевдоэкспериментах. Стрелкой указано наблюдаемое значение  $\hat{f}_+^{\text{data}}$

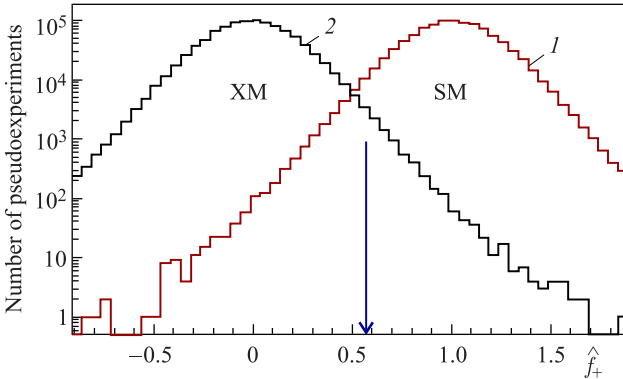


Рис. 19.  $\hat{f}_+$ -распределения для SM- и XM-гипотез для мюонов, полученные из тестирования в псевдоэкспериментах. Стрелкой указано наблюдаемое значение  $\hat{f}_+^{\text{data}}$

Результаты статистического анализа для электронов и мюонов приведены в табл. 17. Для электронов  $p_{\text{SM}} = 0,671$ , для мюонов  $p_{\text{SM}} = 0,026$ , т.е. оба значения выше априорного критерия (0,0013), поэтому нельзя исключить существование  $t$ -кварка из SM и для электронов, и для мюонов.



Таблица 17. Результаты статистического анализа для событий с электронами и мюонами

Параметр	Электроны	Мюоны
Количество пар SM/XM	206/155	210/203
$\hat{f}_+^{\text{data}}$	1,11	0,57
$p_{\text{SM}}$	0,671	0,026
$p_{\text{XM}}$	0,0004	0,007
$2 \ln (\text{BF})$	20,3	2,7

Соответствующие  $p$ -значения для XM-гипотезы менее 5 %, т. е. существование экзотического  $t$ -кварка исключается с 95%-м уровнем достоверности. На основании значений байесовского фактора в случае событий с электронами сила доказательства существования  $t$ -кварка из SM — решающая, SM-гипотеза принята; в случае событий с мюонами сила доказательства существования  $t$ -кварка из SM — существенная, SM-гипотеза предпочтительней.

Итак, при измерениях заряда  $t$ -кварка на основе данных CDF гипотеза существования экзотического кварка с зарядом  $-4/3$  при совместном анализе электронного и мюонного каналов была отвергнута на 99%-м уровне достоверности.

**2.4.2.  $t\bar{t}$ -асимметрия.** В LO-приближении КХД не ожидается, что аннигиляция валентных кварков и антикварков при  $p\bar{p}$ -взаимодействиях приводит к преимущественному испусканию  $t$ -кварка или  $\bar{t}$ -кварка в протонную полушферу по отношению к их испусканию в антипротонную. Но в следующем приближении, NLO, интерференция между борновскими LO-диаграммами и петлевыми диаграммами или диаграммами с излучением глюонов в начальном и конечном состояниях приводит к малой асимметрии вперед-назад, которая определяется как

$$A_{\text{FB}}^{t\bar{t}} = \frac{N(\Delta y > 0) - N(\Delta y < 0)}{N(\Delta y > 0) + N(\Delta y < 0)},$$

где  $N$  — количество  $t\bar{t}$ -пар;  $y$  — быстрота кварка или антикварка относительно направления протонного пучка,  $\Delta y = y_t - y_{\bar{t}}$ .

Полные теоретические расчеты в NNLO-приближении дали значение  $A_{\text{FB}}^{t\bar{t}} = 0,095 \pm 0,0067$  [94]. Измерить инклюзивное значение асимметрии вперед-назад при распаде  $t\bar{t}$ -пары можно либо в дилептонной моде (рис. 3,  $\delta$ ), либо в лепгон-струйной (рис. 3,  $a$ ). Измерения в полностью адронной моде распада (рис. 3,  $\delta$ ) на тэватроне были невозможны из-за трудностей с определением зарядов кварков, порождающих струи. Измерения дифференциального значения асимметрии как функции инвариантной массы  $t\bar{t}$ -пары и  $\Delta y$  на CDF проводились в дилептонной моде распада  $t\bar{t}$ -пары. Для анализа была

использована полная статистика этапа Run II, соответствующая интегральной светимости  $9,1 \text{ fb}^{-1}$  [95]. В ходе обработки необходимо было провести реконструкцию кинематики сигнальных событий, необходимых для расчета наблюдаемой асимметрии, и преобразовать наблюдаемую из экспериментальных величин асимметрию в асимметрию на партонном уровне, что требовало коррекций для экспериментальных эффектов. Реконструкция кинематики осложнялась наличием двух нейтрино в конечном состоянии и неоднозначностью в соотношении  $b$ -струй с лептонами с соответствующим зарядом.

*Критерии отбора событий, оценка сигнала и фона.* Критерии отбора событий в дилептонной моде распада совпадали с критериями, описанными в разделе об измерении массы  $t$ -кварка (см. также [96]). Требовалось наличие двух противоположно заряженных лептонов (электронов или мюонов), двух и более струй и  $E_T > 25 \text{ ГэВ}$ . Для моделирования дилептонной моды распада использовался генератор POWHEG [97], для партонной адронизации — PYTHIA [39]. В качестве источников фона рассматривались рождение  $Z$ -бозона или виртуального фотона вместе со струями ( $Z/\gamma^* + \text{струи}$ ), рождение  $W$ -бозона со струями ( $W + \text{струи}$ ), дибозонные процессы ( $WW$ ,  $WZ$ ,  $ZZ$  и  $W\gamma$ ), а также распад  $t\bar{t}$ -пары, при котором один  $W$ -бозон распадается адронно и одна струя ошибочно определяется как лептон ( $t\bar{t}$ -non-dil). Для большинства фоновых процессов использовалось такое же моделирование, как для сигнальных, для процесса  $W + \text{струи}$  использовались данные эксперимента. При этом количество сигнальных и фоновых событий в наборе данных оценивалось как  $568 \pm 40$  с 72%-м вкладом от сигнала, потом в наборе данных было получено 569 событий.

Для разработки и проверки процедуры измерений в анализе использовались две категории набора смоделированных данных с различными предполагаемыми значениями  $A_{\text{FB}}^{t\bar{t}}$ . Набор первой категории содержал ряд смоделированных шаблонов с различными значениями  $A_{\text{FB}}^{t\bar{t}}$ , которые получались из измерений дифференциального поперечного сечения  $t$ -кварка [98]. В этих измерениях предполагалось, что избыточное значение асимметрии может быть связано с дополнительным вкладом в линейный член величины  $d\sigma/d\cos\theta^*$ , где  $\theta^*$  — угол между направлениями разлета  $t$ -кварка и протонного пучка в системе покоя  $t\bar{t}$ -пары. Набор данных со значениями асимметрии  $0,1 < A_{\text{FB}}^{t\bar{t}} < 0,3$  был смоделирован с использованием весовых коэффициентов шаблона POWHEG с добавлением соответствующих линейных вкладов как функций от  $\cos\theta^*$  в поперечное сечение. Для второй категории использовался ряд оценочных моделей за пределами СМ, полученных с помощью генератора MADGRAPH [99], таких как  $t$ -канал  $Z'$ -бозона массой  $200 \text{ ГэВ}/c^2$  или  $s$ -канал аксиглюона с различными свойствами.

*Реконструкция  $t\bar{t}$ -пары.* Сначала было необходимо реконструировать кинематические свойства  $t\bar{t}$ -кварков в каждом событии посредством объединения продуктов распада в конечном состоянии в два первых кандидата на

$W$ -бозоны, а затем в два кандидата на  $t$ -кварки. Для реконструкции кандидатов на  $W$ -бозоны необходимо было соотнести каждый заряженный лептон с долей  $\cancel{E}_T$ , соответствующей импульсу нейтрино, а затем соотнести реконструированный  $W$ -бозон с соответствующей струей. Таким образом, первой задачей реконструкции было выбрать правильно пару лептон–струя, добавить в каждую пару долю  $\cancel{E}_T$  и найти наилучшее решение с точки зрения кинематики для  $t\bar{t}$ -пары. Для реконструкции импульсов  $t$ - и  $\bar{t}$ -кварков применялся алгоритм с использованием функции правдоподобия.

Для определения 4-импульсов  $t\bar{t}$ -кварков необходимо было решить кинематические уравнения для 4-импульсов всех продуктов распада в сигнальных событиях. Дополнительно к индивидуальным измерениям импульсов заряженных лептонов и струй, а также  $\cancel{E}_T$  в уравнения сохранения импульса и энергии были введены ограничения на массы  $t$ -кварка и  $W$ -бозона:

$$\begin{aligned} M_{l^+\nu}^2 &= (E_{l^+} + E_\nu)^2 - (\vec{p}_{l^+} + \vec{p}_\nu)^2 = M_W^2, \\ M_{l^-\bar{\nu}}^2 &= (E_{l^-} + E_{\bar{\nu}})^2 - (\vec{p}_{l^-} + \vec{p}_{\bar{\nu}})^2 = M_W^2, \\ M_{l^+\nu b}^2 &= (E_{l^+} + E_\nu + E_b)^2 - (\vec{p}_{l^+} + \vec{p}_\nu + \vec{p}_b)^2 = M_t^2, \\ M_{l^-\bar{\nu}\bar{b}}^2 &= (E_{l^-} + E_{\bar{\nu}} + E_{\bar{b}})^2 - (\vec{p}_{l^-} + \vec{p}_{\bar{\nu}} + \vec{p}_{\bar{b}})^2 = M_t^2, \\ (p_\nu + p_{\bar{\nu}})_x &= \cancel{E}_x, \\ (p_\nu + p_{\bar{\nu}})_y &= \cancel{E}_y. \end{aligned}$$

Основные идеи и предположения по реконструкции  $t$ -кварка для анализа были следующими.

1. Поскольку характеристики заряженных лептонов были измерены с высокой точностью [96], предполагалось, что их наблюдаемые импульсы соответствуют ожидаемым.

2. Предполагалось, что две струи с наибольшей поперечной энергией происходят от адронизации  $b$ - и  $\bar{b}$ -кварков, а направления этих струй совпадают с направлениями разлета исходных кварков. Значения поперечной энергии струй корректировались так, чтобы средняя разность энергий струй и соответствующего  $b$ -кварка была равна нулю, как было определено из оценок для шаблона, смоделированного генератором POWHEG. При реконструкции допускались флуктуации значения поперечной энергии струй около среднего значения в пределах ожидаемого разрешения. Массы  $b$ -кварков были зафиксированы и равны  $4,66 \text{ ГэВ}/c^2$ .

3. Для правильного соотношения  $b$ - и  $\bar{b}$ -кварков и нейтрино был разработан специальный алгоритм, с помощью которого примесь от неправильного соотношения статистически уменьшалась.

4. В конечном состоянии существовало два нейтрино, и сумма их поперечных импульсов должна была быть равна  $\cancel{E}_T$  в каждом событии. Так как

поперечные компоненты и  $E_T$  имели большие погрешности, при реконструкции допускались флуктуации вектора суммы поперечных импульсов нейтрино около среднего значения в пределах погрешности.

5. Массы  $W$ -бозонов считались равными  $80,4 \text{ ГэВ}/c^2$ , массы  $t$ -кварков —  $172,5 \text{ ГэВ}/c^2$  [100]. Систематические погрешности в массах считались пренебрежимо малыми.

При этих предположениях для каждой пары лептон–струя имелось 10 неизвестных параметров в  $t\bar{t}$  конечном состоянии: 6 — от импульсов двух нейтрино, 2 — от флуктуаций значений поперечной энергии струй и 2 — от флуктуаций компонент  $E_T$ . С учетом указанных выше ограничений на массы  $t$ -кварка,  $W$ -бозона и поперечные компоненты энергии нейтрино для каждого события имеются две системы с множеством решений в 4-мерном параметрическом пространстве. Для каждой точки этих пространств была построена в соответствие функция правдоподобия, также предполагалось, что спектры для  $p_{Z,t\bar{t}}$ ,  $p_{T,t\bar{t}}$ ,  $m_{t\bar{t}}$  соответствуют предсказаниям СМ в NLO-приближении.

Кинематические свойства каждого  $t\bar{t}$ -события характеризовались через функции импульсов нейтрино и поперечной энергии  $b\bar{b}$ -кварков, причем эти параметры не являлись независимыми. Функция правдоподобия была определена следующим образом:

$$\begin{aligned}
 L(p_\nu, p_{\bar{\nu}}, E_{T,b}, E_{T,\bar{b}}) = & \\
 = & P(p_{Z,t\bar{t}}) \cdot P(p_{T,t\bar{t}}) \cdot P(m_{t\bar{t}}) \frac{1}{\sigma_{\text{jet1}}} \exp \left[ -\frac{1}{2} \left( \frac{E_{T,\text{jet1}} - E_{T,b}}{\sigma_{\text{jet1}}} \right)^2 \right] \times \\
 & \times \frac{1}{\sigma_{\text{jet2}}} \exp \left[ -\frac{1}{2} \left( \frac{E_{T,\text{jet2}} - E_{T,\bar{b}}}{\sigma_{\text{jet2}}} \right)^2 \right] \times \\
 & \times \frac{1}{\sigma_{E_x}} \exp \left[ -\frac{1}{2} \left( \frac{E_x - (\vec{p}_\nu + \vec{p}_{\bar{\nu}})_x}{\sigma_{E_x}} \right)^2 \right] \times \\
 & \times \frac{1}{\sigma_{E_y}} \exp \left[ -\frac{1}{2} \left( \frac{E_y - (\vec{p}_\nu + \vec{p}_{\bar{\nu}})_y}{\sigma_{E_y}} \right)^2 \right],
 \end{aligned}$$

где  $P(p_{Z,t\bar{t}})$ ,  $P(p_{T,t\bar{t}})$ ,  $P(m_{t\bar{t}})$  — функции плотности вероятностей для каждого параметра, полученного из смоделированных сигнальных  $t\bar{t}$ -событий, прошедших критерии отбора;  $E_{T,\text{jet1,2}}$  — значения поперечных компонент энергии струй;  $\sigma_{\text{jet}}$  — ожидаемые разрешения для значений поперечной энергии струй, оцененных из тех же сигнальных шаблонов;  $E_{x,y}$  —  $x$ - и  $y$ -компоненты измеренной  $E_T$  и  $\sigma(E_{x,y})$  — ожидаемое разрешение для  $E_{x,y}$ . Параметр  $(E_{T,\text{jet1,2}} - E_{T,b\bar{b}})/\sigma_{\text{jet1,2}}$  определял разницу между гипотетической поперечной энергией  $b$ -кварка и измеренной поперечной энергией струи и далее обозначался как  $\delta_{j,1}$ ,  $\delta_{j,2}$ . Для эффективного выбора из пространства кинематических параметров каждой пары лептон–струя применялся Монте-

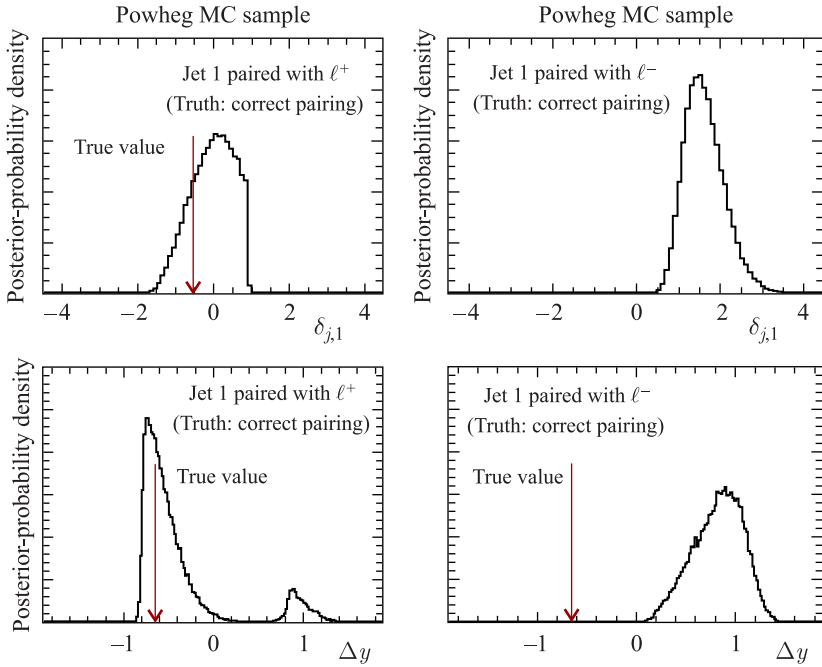


Рис. 20. Плотность вероятности для параметров  $\delta_j$  (верхняя панель) и  $\Delta y$  (нижняя панель) для одного сигнального события. Вертикальной стрелкой указаны правильные значения для параметров

Карло-метод цепей Маркова. Пример для распределения вероятности одного из двух параметров ( $\delta_j$  и  $\Delta y$ ) в одном событии из смоделированного сигнального шаблона представлен на рис. 20: слева приведены графики для правильно соотношенной пары лептон–струя, справа — для неправильного соотношения.

Вес каждой пары лептон–струя определялся как

$$w_{1,2} = \frac{L_{\max,1,2}}{L_{\max,1} + L_{\max,2}},$$

где  $L_{\max,j}$  — значение функции максимального правдоподобия, полученное для  $j$ -й пары; суммарный вес  $w_1 + w_2 = 1$ . Информация, использовавшаяся в дальнейших расчетах  $A_{\text{FB}}^{t\bar{t}}$  на партонном уровне, была получена из суммы распределений для  $\Delta y$  двух пар лептон–струя с вышеуказанным способом взвешивания. Также было определено, что разрешение алгоритма реконструкции  $t\bar{t}$ -кварков в распределении  $\Delta y$  составило 0,5.

*Асимметрия на партонном уровне.* Для выделения асимметрии на партонном уровне из распределения для  $\Delta y$  была разработана специальная про-

цедура на основе метода Байеса, в которой принимались во внимание корреляции между измеренными значениями  $\Delta y$  и которая позволяла определить обе асимметрии — инклюзивную и дифференциальную [95]. На партонном уровне значение инклюзивной асимметрии вперед-назад определялось как

$$A_{\text{FB}}^{t\bar{t}} = \frac{N_{\text{parton}}[3] + N_{\text{parton}}[4] - N_{\text{parton}}[1] - N_{\text{parton}}[2]}{N_{\text{parton}}[3] + N_{\text{parton}}[4] + N_{\text{parton}}[1] + N_{\text{parton}}[2]},$$

где  $N_{\text{parton}}[p]$  — гипотетический уровень событий на партонном уровне в  $p$ -м бине, бины 1, 2 соответствуют области «назад», 3, 4 — области «вперед». Границы бинов с 1 по 4 ( $-\infty, -0,5, 0, 0,5, +\infty$ ) были выбраны так, чтобы после реконструкции в каждом бине было приблизительно одинаковое число событий. Ожидаемое количество событий в  $i$ -м бине после реконструкции  $t\bar{t}$ -пары для определенного набора  $N_{\text{parton}}[p]$  определялось как

$$N_{\text{exp}}[i] = \sum_{p=1}^4 N_{\text{parton}}[p] \cdot \epsilon[p] \left( A_{\text{FB}}^{t\bar{t}} \right) \cdot S[p][i] + N_{\text{bkg}}[i].$$

В этом уравнении  $\epsilon[p] \left( A_{\text{FB}}^{t\bar{t}} \right)$  — эффективность на партонном уровне в  $p$ -м бине с учетом акцептанса детектора и эффективности отбора событий;  $S[p][i]$  — так называемая «smearing matrix», симметричная матрица, учитывающая разрешение детектора и искажения, вызванные процедурой реконструкции  $t\bar{t}$ -кварков;  $N_{\text{bkg}}[i]$  — ожидаемый вклад фоновых событий в  $i$ -м бине. Множитель  $\epsilon[p] \left( A_{\text{FB}}^{t\bar{t}} \right)$  был оценен из смоделированного POWHEG-генератором шаблона с учетом взвешивания и был аппроксимирован линейной функцией от  $A_{\text{FB}}^{t\bar{t}}$ , множитель  $S[p][i]$  оценивался из исходного POWHEG-шаблона с учетом нормировки  $\sum_p S[p][i] = 1$ . Наблюдаемое из дан-

ных значение  $N_{\text{obs}}[i]$  сравнивалось с ожидаемым  $N_{\text{exp}}[i]$  с помощью фитирования функцией  $\chi^2$  с учетом корреляций между бинами в POWHEG-шаблоне. Кроме того, учитывались следующие соображения.

1. Полное число сигнальных событий при равномерном распределении вероятности на интервале  $[0, \infty)$  определяется как

$$N_{\text{tot}} = \sum_{p=1}^4 N_{\text{parton}}[p].$$

2. Значение асимметрии во 2-м, 3-м бинах при однородном распределении вероятности на интервале  $[-1, 1]$  определяется как

$$A_{\text{in}} = \frac{N_{\text{parton}}[3] - N_{\text{parton}}[2]}{N_{\text{parton}}[3] + N_{\text{parton}}[2]} = A_{\text{FB}}^{t\bar{t}}(|\Delta y| < 0,5).$$

3. Аналогично асимметрия в 1-м и 4-м бинах равна

$$A_{\text{out}} = \frac{N_{\text{parton}}[4] - N_{\text{parton}}[1]}{N_{\text{parton}}[4] + N_{\text{parton}}[1]} = A_{\text{FB}}^{t\bar{t}}(|\Delta y| > 0,5).$$

4. Доля событий во внутренних бинах при однородном распределении вероятности на интервале  $[-1, 1]$  равна

$$R_{\text{in}} = \frac{N_{\text{parton}}[2] + N_{\text{parton}}[3]}{N_{\text{tot}}}.$$

С учетом всего вышеизложенного инклюзивная асимметрия вперед-назад определялась как

$$A_{\text{FB}}^{t\bar{t}} = R_{\text{in}}A_{\text{in}} + (1 - R_{\text{in}})A_{\text{out}}.$$

Для проверки процедуры выделения асимметрии на партонном уровне и для определения погрешностей были проведены 10 000 псевдоэкспериментов. В результате не было выявлено потенциальных отклонений в методе, ожидаемая полная статистическая погрешность составила 0,12, погрешность для фоновых событий — 0,06.

*Оптимизация и проверка метода выделения асимметрии на партонном уровне.* Целью оптимизации было уменьшение значений статистических погрешностей для асимметрии и фоновых событий, так как ожидалось, что другие погрешности будут малы. Помимо погрешностей, возникающих из-за малого объема выборки, в погрешность определения  $A_{\text{FB}}^{t\bar{t}}$  на партонном уровне вносит вклад разрешение реконструкции  $\Delta y$ . У метода реконструкции с использованием решений, в которых функция правдоподобия максимальна, имеется две проблемы: первая состоит в том, что изначально происходит отбор событий с неверным соотношением лептон–струя, а вторая — алгоритм выбирает событие с наибольшей вероятностью через решение кинематических уравнений, но это решение отличается от реального в рамках правильного соотношения лептон–струя. Поэтому рассчитывалось вероятностное распределение для двух возможных соотношений лептон–струя, далее вычислялись весовые коэффициенты вместо выбора решения с максимальной функцией правдоподобия. Это улучшало разрешение измерений коэффициента асимметрии, а статистическая погрешность уменьшалась приблизительно на 15 %.

Для дальнейшей оптимизации метода измерений были введены дополнительные критерии отбора событий, чтобы уменьшить весовые коэффициенты для неправильного соотношения и увеличить для правильного. Для событий с неправильным соотношением лептон–струя после реконструкции  $t\bar{t}$ -кварков получалось большое отклонение в поперечной энергии и, как результат, большое значение  $|\delta_j|$ . Для отклонения таких событий использовалась величина  $\Theta(\delta_j) \left( \Theta(\delta_j) < \sqrt{\delta_{j1}^2 + \delta_{j2}^2} \right)$ , которая оптимизировалась в процессе анализа.

События, в которых обе пары лептон–струя отклонялись, исключались из анализа.

Заряд струи определялся алгоритмом JetQ [84], с помощью которого также можно было определить события с неправильным соотношением лептон–струя. Для каждого события определялся знак  $\Delta Q = Q_{\text{jet1}} - Q_{\text{jet2}}$ ; положительный знак  $\Delta Q$  показывал, что первая струя происходит от  $\bar{b}$ -кварка, а вторая — от  $b$ -кварка, отрицательный — наоборот. Случай  $\Delta Q = 0$  обозначал, что алгоритм не может определить кварк, от которого происходит струя. Далее вводилась  $w_Q$ , обозначающая вероятность, что заряд струи указывает на правильное соотношение лептон–струя. Величина  $L_{\text{max}}$  корректировалась: если величина  $\Delta Q$  подтверждала соотношение — на  $L_{\text{max}}w_Q$ , если нет — на  $L_{\text{max}}(1 - w_Q)$ .

Третий шаг оптимизации состоял в исключении из анализа событий с большим значением  $m_{lb}^2$ , которые не могут происходить от распада  $t$ -кварка, так как эта величина является инвариантом системы лептон– $b$ -кварк. События отклонялись при условии  $m_{lb}^2 > \Theta(m_{lb}^2)$ . И, наконец, отклонялись события, не прошедшие критерий обособленности лептона. Это требование подразумевало использование минимума радиуса  $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}$  между любым лептоном и любой струей —  $\Delta R_{\text{min}}(l, j) > \Theta(\Delta R_{\text{min}})$ . Это требование позволяло уменьшить количество фоновых событий  $W +$  струи без существенного уменьшения количества хорошо реконструированных  $t\bar{t}$ -событий. Оптимальные значения для всех параметров  $\Theta$  и  $w_Q$  получились следующие:  $\Theta(\delta_j) = 3,5$ ,  $w_Q = 0,7$ ,  $\Theta(m_{lb}^2) = 24000 \text{ ГэВ}^2/c^4$ ,  $\Theta(\Delta R_{\text{min}}) = 0,2$ .

После оптимизации алгоритма разрешение для  $\Delta y$  составило 0,5, эффективность реконструкции  $t$ -кварка — 95 %, фон уменьшился на 40 %. Статистическая погрешность для сигнальных событий составила 0,106, для событий сигнал + фон — 0,114, полная статистическая погрешность улучшилась на 7 %. Для измерений значений дифференциальной асимметрии полная статистическая погрешность составляла 0,34 для  $A_{\text{FB}}^{t\bar{t}}(|\Delta y| < 0,5)$  и 0,16 для  $A_{\text{FB}}^{t\bar{t}}(|\Delta y| > 0,5)$ .

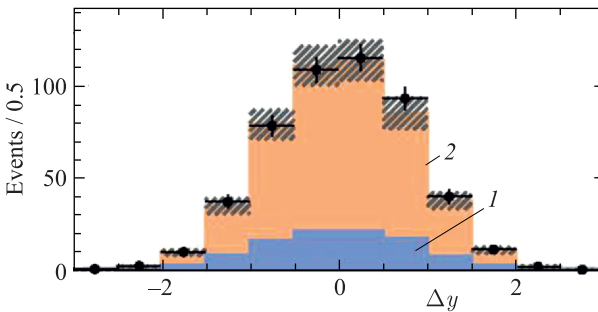
Проверка метода показала хорошее согласие между ожидаемыми и наблюдаемыми параметрами (табл. 18). В рассмотрение принимались события, соответствующие всем критериям отбора и дополнительным требованиям, выдвинутым в процессе реконструкции  $t\bar{t}$ -кварков. Указанные погрешности рассчитывались как сумма квадратов систематических и статистических погрешностей. Значение асимметрии  $A_{\text{FB}}^{t\bar{t}}$  выделялось из распределения для реконструированного параметра  $\Delta y$  (рис. 21).

Процедура оценки  $A_{\text{FB}}^{t\bar{t}}$  была проверена на взвешенном шаблоне POWHEG, который содержал 70 000 смоделированных событий, прошедших все критерии отбора. Отклонений обнаружено не было. Дополнительно процедура была протестирована в рамках CM (ЛО-приближение) на смоделиро-



Таблица 18. Ожидаемое и наблюдаемое количество событий для каждого источника фона и сигнала

Источник	Количество событий
Дибозонные события	$26 \pm 5$
$Z/\gamma^* +$ струи	$37 \pm 4$
$W +$ струи	$28 \pm 9$
$t\bar{t}$ -non-dil	$5,3 \pm 0,3$
Полный фон	$96 \pm 18$
Сигнальные события ( $\sigma = 7,4$ пб)	$386 \pm 18$
Ожидаемое в рамках СМ	$482 \pm 36$
Наблюдаемое	495

Рис. 21. Распределение для  $\Delta y$ : крестик — данные CDF; синий (1) — фоновые события; оранжевый (2) — сигнал от реконструкции  $t\bar{t}$ -кварков ( $\sigma = 7,4$  пб); штрихованная область — систематические погрешности

ванных данных генераторов PYTHIA, ALGEN, HERWIG, за пределами СМ использовался ряд оценочных моделей, полученных с помощью генератора MADGRAPH. Максимальное отклонение оценки асимметрии  $A_{FB}^{t\bar{t}}$  от ее истинного значения составило 0,08.

*Систематические погрешности.* Дополнительно к указанным выше источникам, связанным с фоновыми процессами, были рассмотрены другие источники систематических погрешностей. При реконструкции  $t$ -кварков были использованы функция правдоподобия на основе NLO-приближения СМ и POWHEG-шаблон для определения отклика детектора, поэтому необходимо было оценить потенциальное их влияние на результаты реконструкции. Было определено, что разница в кинематике при условии использования LO- и NLO-приближений больше, чем при использовании NLO-приближения и кинематики высоких порядков. Во внимание принимались также партонные ливни, глюонное излучение в начальном и конечном состояниях, шкала энергии струй, функции распределения партонов и др. Результаты влияния ука-

Таблица 19. Погрешности для измерений инклюзивной асимметрии

Источник погрешности	$A_{\text{FB}}^{t\bar{t}}$	$A_{\text{FB}}^{t\bar{t}} ( \Delta y < 0,5 )$	$A_{\text{FB}}^{t\bar{t}} ( \Delta y > 0,5 )$
Статистическая погрешность	0,11	0,33	0,13
Фоновые события	0,04	0,13	0,06
Партоновые ливни	0,03	0,07	0,06
Обмен цветом	0,03	0,12	0,06
Глюонное излучение в начальном и конечном состояниях	0,03	0,05	0,03
Шкала энергии струй	0,02	0,02	0,02
Предположения NLO-приближения	0,02	0,06	0,02
Функция распределения партонов	0,01	0,01	0,01
Полная систематическая погрешность	0,07	0,20	0,11
Полная погрешность	0,13	0,39	0,17

занных источников погрешностей на инклюзивную асимметрию, а также на  $A_{\text{FB}}^{t\bar{t}}$  в зависимости от  $\Delta y$  указаны в табл. 19. Полная погрешность составила менее 20 % для инклюзивной асимметрии  $A_{\text{FB}}^{t\bar{t}}$  и для  $A_{\text{FB}}^{t\bar{t}}$  при  $\Delta y < 0,5$ .

*Результаты дилептонного анализа.* Метод выделения асимметрии на партонном уровне был применен к экспериментальным данным распада  $t$ -кварков по дилептонной моде. С учетом всех указанных выше погрешностей инклюзивная асимметрия на партонном уровне оказалось равной

$$A_{\text{FB}}^{t\bar{t}} = 0,12 \pm 0,11(\text{стат.}) \pm 0,07(\text{сист.}) = 0,12 \pm 0,12.$$

Этот результат согласуется с более ранними измерениями, проведенными на тэватроне, и с предсказаниями СМ в рамках NLO- и NNLO-приближений [101, 34] (рис. 22). Также была измерена асимметрия для различных пределов  $\Delta y$ :

$$A_{\text{FB}}^{t\bar{t}} (|\Delta y < 0,5|) = 0,12 \pm 0,33(\text{стат.}) \pm 0,20(\text{сист.}) = 0,12 \pm 0,39,$$

$$A_{\text{FB}}^{t\bar{t}} (|\Delta y > 0,5|) = 0,13 \pm 0,13(\text{стат.}) \pm 0,11(\text{сист.}) = 0,13 \pm 0,17.$$

Эти результаты согласуются с предсказаниями, полученными из POWHEG-шаблона:  $0,017 \pm 0,001$  и  $0,081 \pm 0,001$  соответственно.

Также был определен наклон  $A_{\text{FB}}^{t\bar{t}}$  относительно  $|\Delta y|$ , с учетом всех погрешностей он оказался равным  $\alpha = 0,14 \pm 0,15$ . Этот результат согласуется с предсказаниями СМ:  $\alpha = 0,114_{-0,012}^{+0,006}$  [102].

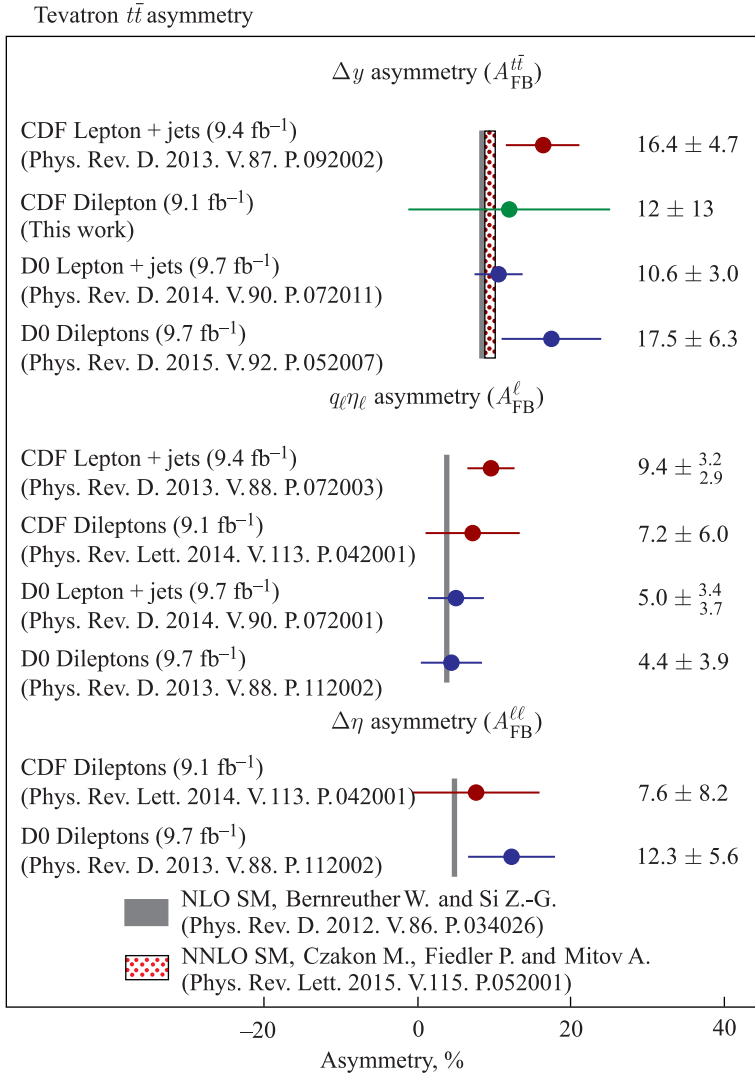


Рис. 22. Сравнение всех результатов для инклюзивной асимметрии вперед-назад, полученных на тэватроне и с учетом предсказаний СМ в рамках NLO- и NNLO-приближений

*Комбинированный анализ для измерений инклюзивной и дифференциальной асимметрии.* Результаты для дилептонного анализа были объединены с ранее полученными результатами измерений асимметрии в лептон-струйной моде распада  $t$ -кварка [103]. Инклюзивная асимметрия для этой моды была

равна  $A_{\text{FB}}^{t\bar{t}} = 0,164 \pm 0,039(\text{стат.}) \pm 0,026(\text{сист.})$ , угол между  $A_{\text{FB}}^{t\bar{t}}$  и  $|\Delta y|$  был  $\alpha = 0,253 \pm 0,062$ . Полное описание корреляций между статистическими и систематическими погрешностями для комбинированного анализа можно найти в [96], в табл. 20 приведены некоторые из них.

**Таблица 20. Погрешности для измерений инклюзивной и дифференциальной асимметрии в лептон-струйной и дилептонной модах распада  $t$ -кварка**

Источник погрешности	Лептон-струйная мода	Дилептонная мода	Корреляция
Форма фона	0,018	0,04	0
Нормализация фона	0,013		
Партонные ливни	0,01	0,03	1
Шкала энергии струй	0,007	0,02	1
Глюонное излучение в начальном и конечном состояниях	0,005	0,03	1
Процедура оптимизации/ NLO-приближение	0,004	0,02	0
Обмен цветом	0,001	0,03	1
Функция распределения партонов	0,001	0,01	1
Полная систематическая погрешность	0,026	0,07	0
Статистическая погрешность	0,039	0,11	
Полная погрешность	0,047	0,13	

Оба измерения проводились на статистически независимых выборках, поэтому статистические погрешности в них независимы. Также в измерениях была малая доля фоновых событий  $W$ + струи, поэтому систематические погрешности, происходящие от фоновых процессов, в основном связаны с погрешностями в определении формы распределений  $\Delta y$ , которые не связаны для двух измерений. Процедуры коррекции выделения асимметрии на партонном уровне были различны, поэтому вносимые ими погрешности также независимы. Эффекты, вносимые погрешностями от модели партонных ливней, шкалы энергии струй, глюонного излучения в начальном и конечном состояниях, модели цветового обмена и функций распределения партонов, определялись одинаковым образом, поэтому эти погрешности полностью коррелированы.

С учетом всех погрешностей и корреляций окончательное значение для комбинированного анализа получилось  $A_{\text{FB}}^{t\bar{t}} = 0,160 \pm 0,045$ , что находится в согласии с предсказанным СМ в рамках NNLO-приближения значением

$0,095 \pm 0,007$  в пределах  $1,5\sigma$ . Из линейного фитирования  $A_{\text{FB}}^{t\bar{t}}$  как функции от  $|\Delta y|$  было получено значение наклона  $A_{\text{FB}}^{t\bar{t}}$  относительно  $|\Delta y|$ :  $\alpha = 0,227 \pm 0,057$ , что в пределах  $2\sigma$  выше, чем предсказания СМ в рамках NNLO-приближения [102]. Это окончательные результаты для CDF.

### 3. ПОИСКИ БОЗОНА ХИГТСА НА ТЭВАТРОНЕ

Поиск бозона Хигса, отвечающего в СМ за образование масс элементарных частиц, всегда был одной из основных задач экспериментов, проводимых на тэватроне. До этого нижний предел на массу бозона Хигса был установлен в экспериментах на коллайдере LEP в ЦЕРН —  $114,4 \text{ ГэВ}/c^2$  (95% CL) [104]. На тэватроне были исключены значения масс в диапазонах  $90\text{--}109 \text{ ГэВ}/c^2$  и  $149\text{--}182 \text{ ГэВ}/c^2$ . В 2011 г. на LHC было экспериментально показано, что масса бозона Хигса скорее всего находится в пределах от 116 до  $127 \text{ ГэВ}/c^2$ . В 2012 г. в экспериментах CDF и D0 на тэватроне был проведен новый поиск в интервале масс от 100 до  $150 \text{ ГэВ}/c^2$ . Сигатурой являлось наличие в конечном состоянии заряженных лептонов и/или недостающей поперечной энергии от распадов  $W$ - и  $Z$ -бозонов и адронных струй от распадов  $b$ - и  $\bar{b}$ -кварков.

Поиски показали, что основная доля избытка событий по сравнению с ожидаемым фоном находится в интервале  $120\text{--}135 \text{ ГэВ}/c^2$  со значимостью  $3,1\sigma$ , что интерпретировалось как указание на образование новой частицы, рождающейся ассоциативно с  $W$ - и  $Z$ -бозонами и распадающейся на пару  $b\bar{b}$ -кварков, характеристики которой совпадают с ожидаемыми для бозона Хигса. В эксперименте ATLAS на LHC также наблюдалось значительное превышение событий над фоном в интервале масс  $122\text{--}131 \text{ ГэВ}/c^2$  со значимостью  $5,9\sigma$  [105]. В результате 4 июня 2012 г. физики ЦЕРН объявили об открытии бозона Хигса с массой  $125\text{--}126 \text{ ГэВ}/c^2$ , по уточненным к 2015 г. данным —  $(125,9 \pm 0,24) \text{ ГэВ}/c^2$ . Необходимо отметить, что эксперименты на тэватроне были чувствительны прежде всего к распадам  $H \rightarrow b\bar{b}$ , а эксперименты на LHC — к распадам  $H \rightarrow \gamma\gamma, ZZ^*, WW^*$  [105, 106], т. е. эксперименты на тэватроне и LHC в определенной степени дополняют друг друга.

*Стратегия поиска, критерии отбора событий, генераторы для Монте-Карло-моделирования.* Измерения массы бозона Хигса ( $H$ -бозона) на тэватроне были проведены на основе полной статистики  $10 \text{ фб}^{-1}$  этапа Run II в экспериментах CDF и D0 при  $\sqrt{s} = 1,96 \text{ ТэВ}$  для следующих мод распада:  $H \rightarrow b\bar{b}$ ,  $H \rightarrow WW^*$ ,  $H \rightarrow ZZ$ ,  $H \rightarrow \gamma\gamma$ ,  $H \rightarrow \tau^+\tau^-$ . Предыдущие измерения на тэватроне были сфокусированы на модах  $H \rightarrow b\bar{b}$  и  $H \rightarrow WW^*$  [107, 108]. Ниже, если это не оговорено специально, представлены результаты, основанные на комбинированном анализе экспериментов CDF и D0 [109, 110].

В области низких масс бозона Хиггса (90–120 ГэВ/ $c^2$ ) основные усилия были направлены на поиск ассоциативного рождения  $W$ - и  $Z$ -бозонов вместе с  $H$ -бозоном с последующими лептонными распадами  $W$  и  $Z$  вместе с распадом  $H \rightarrow b\bar{b}$ . В области более высоких масс (130–185 ГэВ/ $c^2$ ) — на поиск глюон-глюонного слияния ( $gg \rightarrow H$ ) с последующим распадом  $H$ -бозона по каналу  $H \rightarrow WW^*$ , а  $W$ -бозонов — по лептонному каналу. Для массы  $m_H \sim 125$  ГэВ/ $c^2$  оба распада бозона Хиггса ( $H \rightarrow b\bar{b}$ ,  $H \rightarrow WW^*$ ) показали хорошую чувствительность. Для ее улучшения, а также для модельно-независимых исследований были рассмотрены и другие моды распада  $H$ , указанные выше.

Для основных двух каналов распада  $H$ -бозона (область масс 110–160 ГэВ/ $c^2$ ) ожидалось около 1000 сигнальных событий для полного набора данных. Отбор и идентификация событий-кандидатов представляли собой сложную задачу. Стратегия поиска включала в себя: отбор сигнальных событий с сохранением максимально возможного акцептанса, классификацию событий по отдельным категориям в зависимости от значения отношения сигнал–фон, проверку предсказаний для фоновых событий, для каждой категории сигнальных событий выбор оценочной переменной (как правило, использовался многомерный алгоритм MVA [111]) и, наконец, тест гипотезы для комбинации из всех категорий событий с учетом ограничений на основные систематические ошибки.

Предварительный отбор основывался на топологии и кинематике каждого события. MVA-алгоритм использовался для объединения отдельных оценочных переменных в один дискриминант, который использовался для статистического анализа. Каждый канал разбивался на подканалы согласно наличию различных лептонов, множественности струй, критериям  $b$ -мечения. Такая процедура позволяла, например, эффективно использовать информацию о плохо реконструированных лептонах или уменьшить воздействие систематических погрешностей. MVA-алгоритм использовался отдельно для каждого значения массы  $H$ -бозона в соответствующем интервале масс для каждого канала с шагом 5 ГэВ/ $c^2$ .

При анализе канала  $H \rightarrow b\bar{b}$  очень важны правильность  $b$ -мечения и разрешение измерения инвариантной массы двух  $b$ -струй. В коллаборации CDF алгоритм  $b$ -мечения, основанный на MVA-алгоритме и зависимости от выбора рабочей точки, обеспечивал 50–70%-ю эффективность идентификации струи при ошибке в идентификации струй от легких кварков и глюонов на уровне 0,5–6%. В коллаборации D0 — 80 и 10% соответственно. Расчетная ширина распада  $H$ -бозона из CM много меньше, чем экспериментальное разрешение инвариантной массы двух струй, которое обычно составляет 15% от средней реконструированной массы. Поэтому сигнал от  $H$ -бозона из CM рассматривался бы как существенное расширение распределения восстановленной инвариантной массы двух  $b$ -струй. Обе коллаборации исследовали

канал  $H \rightarrow b\bar{b}$  вместе с последующими лептонными распадами  $W$ - и  $Z$ -бозонов. Кроме того, коллаборация CDF дополнительно провела анализ для распадов, где один из  $t$ -кварков распадается в  $W$ -бозон, который, в свою очередь, распадается лептонно ( $WH + ZH \rightarrow jjb\bar{b}$  и  $t\bar{t}H \rightarrow t\bar{t}b\bar{b}$ ).

В процессе анализа канала  $H \rightarrow WW^*$  при дальнейшем лептонном распаде  $W$ -бозонов обе коллаборации отбирали события согласно присутствию в них большого значения недостающей поперечной энергии и двух противоположно заряженных изолированных лептонов. Наличие нейтрино в конечном состоянии мешало реконструкции массы  $H$ -бозона, другие наблюдаемые использовались для отделения сигнальных событий от фоновых. Коллаборация D0 также провела анализ указанного канала, когда один  $W$ -бозон распадается лептонно, а другой — адронно. Полный список исследованных на CDF каналов приведен в табл. 21, там же представлены сведения, на какой статистике проведен данный анализ, диапазон для массы  $H$ -бозона и ссылки, где можно найти подробное описание анализа данных каналов.

Таблица 21. Данные для исследованных на CDF каналов распада  $H$ -бозона

Канал распада		Светимость, фб <sup>-1</sup>	Диапазон $m_H$ , ГэВ/ $c^2$	Ссылка
$WH \rightarrow l\nu b\bar{b}$ (2-струйный канал)	$H \rightarrow b\bar{b}$	9,45	90–150	[112]
$WH \rightarrow l\nu b\bar{b}$ (3-струйный канал)	$H \rightarrow b\bar{b}$	9,45	90–150	[112]
$ZH \rightarrow \nu\bar{\nu}b\bar{b}$	$H \rightarrow b\bar{b}$	9,45	90–150	[113]
$ZH \rightarrow l^+l^-b\bar{b}$ (2-струйный канал)	$H \rightarrow b\bar{b}$	9,45	90–150	[114]
$ZH \rightarrow l^+l^-b\bar{b}$ (3-струйный канал)	$H \rightarrow b\bar{b}$	9,45	90–150	[114]
$WH + ZH \rightarrow jjb\bar{b}$	$H \rightarrow b\bar{b}$	9,45	100–150	[115]
$t\bar{t}H \rightarrow W^+bW^-b\bar{b}$ (4, 5 и $> 6$ струй)	$H \rightarrow b\bar{b}$	9,45	100–150	[116]
$H \rightarrow W^+W^-$	$H \rightarrow W^+W^-$	9,7	110–200	[117]
$WH \rightarrow WW^+W^-$	$H \rightarrow W^+W^-$	9,7	110–200	[117]
$ZH \rightarrow ZW^+W^-$ (3 лептона, 1 или $> 2$ струй)	$H \rightarrow W^+W^-$	9,7	110–200	[117]
$H \rightarrow \tau^+\tau^-$ (1, $\geq 2$ струи)	$H \rightarrow \tau^+\tau^-$	6,0	100–150	[118]
$H \rightarrow \gamma\gamma$	$H \rightarrow \gamma\gamma$	10,0	100–150	[119]
$H \rightarrow ZZ$ (4 лептона)	$H \rightarrow ZZ$	9,7	120–200	[120]

Подробную информацию об использованных для моделирования генераторах, а также о теоретических моделях можно найти в [121, 122], далее будут указаны только самые основные генераторы и приближения. Для моделирования процессов рождения  $H$ -бозона использовались генераторы RUTHIA [39] и STEQ5L [56], последний, в свою очередь, использовался для моделирования функций партонного распределения. Расчет сечения процесса глюонного слияния, в том числе двухпетлевых и трехпетлевых электрослабых поправок, проводился в NNLO-приближении [123, 124], так же как и расчет сечений  $WH$  и  $ZH$ , сечение рождения  $t\bar{t}H$  было взято из [125]. Для моделирования фона от процессов с электрослабыми калибровочными бозонами или от  $t$ -кварков использовались генераторы RUTHIA, ALPGEN [43], MC@NLO [126], HERWIG [88]. Для процесса рождения  $t\bar{t}$ -пары было взято сечение  $(7,04 \pm 0,49)$  пб (масса  $t$ -кварка  $173 \text{ ГэВ}/c^2$  [83]), для одиночного рождения  $t$ -кварка —  $(3,15 \pm 0,31)$  пб [127]. Для моделирования процессов взаимодействия частиц с детектором использовалась программа GEANT.

*Статистическая обработка.* Для статистической обработки были использованы два подхода: метод Байеса и модифицированный частотный метод ( $CL_s$ -метод) отдельно для каждого значения  $m_H$  [107, 108, 128]. Модельными параметрами являлись масса  $H$ -бозона  $m_H$  и модификатор силы сигнала  $\mu$ , с помощью которого оценивались предсказания СМ во всех объединенных каналах распада ( $\mu = \sigma_{\text{exp}}/\sigma_{\text{theor}}$ , где  $\sigma_{\text{exp}}$  и  $\sigma_{\text{theor}}$  — значения сечений процесса, полученные в эксперименте и при теоретических расчетах). Оба метода статистической обработки дали близкие результаты, например, пределы на сечение рождения  $H$ -бозона для каждого значения массы расходились не более чем на 5%, в них были использованы кроме полного набора событий, прошедших первичный отбор, распределения окончательных дискриминантов. В каждом методе была построена комбинированная функция правдоподобия, представляющая собой произведение функций правдоподобия для отдельных каналов, каждая из которых является произведением по всем бинам гистограммы:

$$L(R, \vec{s}, \vec{b} | \vec{n}, \vec{\theta}) = \prod_{i=1}^{N_c} \prod_{j=1}^{N_{\text{bins}}} \mu_{ij}^{n_{ij}} \frac{e^{-\mu_{ij}}}{n_{ij}!} \prod_{k=1}^{n_{\text{sys}}} \exp\left(-\frac{\theta_k^2}{2}\right).$$

Здесь первое произведение берется по всем номерам каналов ( $N_c$ ), второе — по всем бинам гистограммы, содержащим  $n_{ij}$  событий;  $\mu_{ij} = R s_{ij}(\vec{\theta}) + b_{ij}(\vec{\theta})$  для  $i$ -го канала и  $j$ -го бина гистограммы;  $s_{ij}$ ,  $b_{ij}$  — ожидаемое количество сигнальных и фоновых событий в бине;  $R$  — коэффициент масштаба, примененный к сигналу (см. ниже). При этом предполагается, что относительные вклады различных процессов для каждого значения массы  $m_H$  предсказываются СМ. Систематические погрешности параметризуются зависимостью  $s_{ij}$  и  $b_{ij}$  от фоновых параметров  $\vec{\theta}$ . Любая из компонент  $n_{\text{sys}}$  —  $\vec{\theta}$ ,  $\theta_k$  — со-



ответствует отдельному независимому источнику систематических погрешностей, измеренному в стандартных отклонениях этой погрешности, и каждый параметр может влиять на предсказания отдельного источника сигнала и фона в различных каналах. Предполагалось, что фоновые параметры подчиняются распределению Гаусса.

При применении метода Байеса предполагался равномерный закон распределения плотности априорной вероятности для неотрицательных значений  $R$ . Постериорная плотность вероятности для  $R$  вычислялась из проинтегрированной функции правдоподобия, умноженной на плотность вероятности для фоновых параметров. Наблюдаемый 95%-й уровень достоверности верхнего предела на  $R$  ( $R_{95}^{\text{obs}}$ ) соответствовал такому значению, при котором интеграл от постериорной вероятности от нуля до  $R$  равен 95 % полного интеграла от  $R$ . Распределение для  $R_{95}$  было вычислено для смоделированных наборов данных, в каждом из которых были заданы случайные значения для фоновых параметров в соответствии с их распределениями плотностей вероятности. Объединенное измерение сечения рождения  $H$ -бозона, умноженного на относительную вероятность последующего его распада ( $H \rightarrow XX$ ), определяется величиной  $R^{\text{fit}}$ , являющейся значением  $R$ , при котором постериорная вероятность достигает максимума.

Также для анализа был использован  $\text{CL}_s$ -метод, где в качестве тестовой статистики берется LLR — значение логарифма отношения вероятностей для данных (экспериментальных или смоделированных), взятых из предсказанных распределений для гипотез, предполагающих наличие сигнала и фона  $p(\text{data}|s+b)$  или только фона  $p(\text{data}|b)$ :  $\text{LLR} = -2 \ln \frac{p(\text{data}|s+b)}{p(\text{data}|b)}$ . Обе вероятности рассчитывались из наилучшего фитирования параметров  $\theta_k$  отдельно для каждой из гипотез [129].  $\text{CL}_s$ -метод позволял рассчитать два значения вероятности:  $\text{CL}_b = p(\text{LLR} \geq \text{LLR}_{\text{obs}}|b)$ , где  $\text{LLR}_{\text{obs}}|b$  — значение статистики, рассчитанное из данных в предположении наличия только фона, и  $\text{CL}_{s+b} = p(\text{LLR} \geq \text{LLR}_{\text{obs}}|s+b)$ , где  $\text{LLR}_{\text{obs}}|s+b$  — значение статистики, рассчитанное из данных в предположении гипотезы сигнал + фон. Для расчета пределов было использовано значение  $\text{CL}_s = \text{CL}_{s+b}/\text{CL}_b$ , которое являлось функцией модификатора силы сигнала  $\mu$  (при наличии сигнала и фона ( $s+b$ )  $\mu \neq 0$ , а при наличии только фона ( $b$ )  $\mu = 0$ ). Верхний предел на  $\mu$  определялся из условия  $\text{CL}_s = 0,05$ , если же выполнялось условие  $\text{CL}_s < 0,05$ , то гипотеза сигнал + фон отклонялась с 95%-м уровнем достоверности. При этом значение  $R_{95}^{\text{obs}}$  — наименьшее значение  $R$ , исключенное с 95%-й вероятностью. Ожидаемый предел рассчитывался с использованием среднего значения LLR, полученного для гипотезы, предполагающей наличие только фона. Предполагалось, что систематические погрешности распределены по закону Гаусса, используемые для расчета предсказания  $\text{CL}_{s+b}$  и  $\text{CL}_b$  для  $s_{ij}$  и  $b_{ij}$  были взяты из псевдоэкспериментов.

При таком подходе вторая оценка уровня сигнала  $R_{\text{profile}}^{\text{fit}}$  рассчитывалась через процесс максимизации функции правдоподобия как функция уровня сигнала  $R$  и фоновых параметров  $\theta_k$ . Эта оценка уровня сигнала может отличаться от вычисленной методом Байеса  $R^{\text{fit}}$ , когда функция правдоподобия отклоняется от гауссиана. Наилучший фит зависит от функции правдоподобия вблизи максимума, и в методе Байеса интегрирование проводится по всем значениям фоновых параметров, что приводит к положительным уровням сигнала и фона во всех бинах гистограммы.

*Систематические погрешности.* Систематические погрешности оценивались для каждого конечного состояния фоновых и сигнальных процессов. Для изучения влияния погрешностей на форму распределения дискриминантов соответствующий параметр изменялся в пределах  $1\sigma$  от ожидаемого значения, после чего анализ повторялся. Также учитывались корреляции между сигналом и фоном, различными каналами распада в эксперименте и между экспериментами CDF и D0. Детальное описание изучения систематических погрешностей можно найти по ссылкам, указанным в табл. 21.

Существенную погрешность в анализ вносила интегральная светимость, которая использовалась для оценки ожидаемого сигнала и фоновых процессов, основанных на Монте-Карло-моделировании, а также при расчете поперечных сечений смоделированных фоновых процессов. Первоначально эта погрешность была оценена как 6% для CDF и 6,1% для D0. Погрешность при расчете поперечного сечения при рождении дибозонов и  $t\bar{t}$ -пары была оценена в 6 и 7% соответственно. Погрешность на ожидаемый фон от струй в каждом канале изменялась от 10 до 30%.

Источниками систематических погрешностей, влияющими и на нормировку, и на форму окончательного дискриминантного распределения, были шкала энергии струй (1–4%), разрешение энергии струй (1–3%), идентификация лептонов, эффективность триггера и  $b$ -мечение. Погрешности идентификации лептонов и эффективности триггера, оцененные из экспериментальных данных, изменялись в пределах от 2 до 6% и использовались при моделировании сигнальных и фоновых событий. Также из экспериментальных данных были оценены погрешности для  $b$ -мечения (4%) и для неправильного соотношения продуктов распадов (7–15%).

Всего при поисках бозона Хиггса с массой 125 ГэВ/ $c^2$  было оценено 326 независимых источников для систематических погрешностей. Также учитывались погрешности, отвечающие за связь экспериментов CDF и D0: теоретические предсказания для дифференциальных и инклюзивных поперечных сечений рождения  $H$ -бозона, относительной вероятности его распадов, фоновых процессов при рождении одиночного  $t$ -кварка, дибозонов при распаде  $t\bar{t}$ -пары, а также для оценки светимости.

*Комбинированные результаты измерения для всех мод распада бозона Хиггса.* В течение первых лет работы во время Run II в экспериментах, про-

водимых на тэватроне, не хватало чувствительности для определения массы бозона Хиггса, но можно было установить пределы для модификатора силы сигнала  $\mu$ . Если наблюдаемый предел для  $\mu$  падал ниже единицы для определенных значений массы бозона Хиггса  $m_H$ , то это значение массы исключалось с 95%-м уровнем достоверности. В результате диапазоны масс 90–109 ГэВ/ $c^2$  и 149–182 ГэВ/ $c^2$  были исключены (рис. 23 [108]). Темной и светлой полосами на рисунке обозначены отклонения в 1 и 2 $\sigma$  от среднего (штриховая кривая) для гипотезы наличия только фоновых событий. Среднее ожидаемое при предположении, что масса бозона Хиггса  $m_H = 125$  ГэВ/ $c^2$ , показано штрихпунктирной кривой.

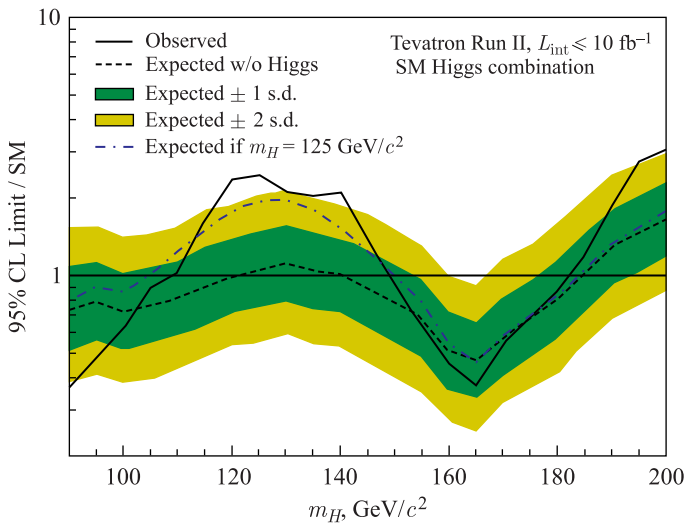


Рис. 23. Наблюдаемая и ожидаемая медианы для гипотезы «только фон» для всех мод распада бозона Хиггса в совместном анализе экспериментов CDF и D0

Чтобы оценить значимость избытка сигнальных событий по сравнению с фоном, была рассчитана наблюдаемая и ожидаемая функция LLR как функция массы  $H$ -бозона  $m_H$ , а также вероятность  $p(m_H) = 1 - CL_b$  того, что наблюдаемое и ожидаемое число событий является фоном (рис. 24). Ожидаемые значения функции LLR как функции  $m_H$  рассчитаны для нулевой гипотезы (фон SM без вклада  $H$ -бозона) и для альтернативной гипотезы (присутствует  $H$ -бозон из SM), показаны также области 68- и 95%-й достоверности для верной нулевой гипотезы (темные и светлые области). Наблюдаемые значения показаны на рис. 24, вверху сплошными линиями, штрихпунктирной кривой обозначена функция LLR при предположении, что масса бозона Хиггса составляет 125 ГэВ/ $c^2$ . На рис. 24, внизу показана значимость сигнала, при

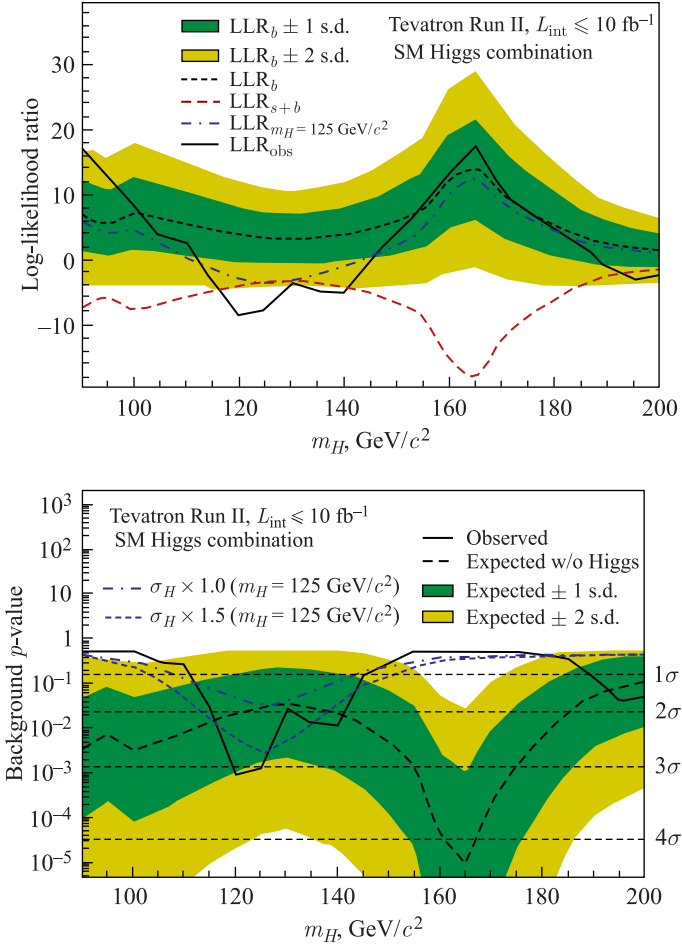


Рис. 24. Вверху: LLR-функция для всех мод распада бозона Хиггса, наблюдаемых на тэватроне. Внизу: значения вероятности  $p(m_H) = 1 - \text{CL}_b$

$m_H = 125 \text{ ГэВ}/c^2$  локальная статистическая значимость составила  $3\sigma$ . Расчет величины  $\text{CL}_{s+b}$ , соответствующей вероятности гипотезы сигнал + фон, показал, что в области массы 115–140  $\text{ГэВ}/c^2$  наблюдаемые значения выше на 50 %, что указывает на высокий уровень принятия гипотезы присутствия бозона Хиггса из СМ.

Коллаборации CDF и D0 также провели анализ для отдельных мод распада бозона Хиггса, при этом группа из ОИЯИ принимала участие в анализе распада  $H \rightarrow \gamma\gamma$  [130, 131]. Эти отдельные поиски не показали большой чувствительности к бозону Хиггса из СМ: расчеты значений верхнего пре-

дела поперечного сечения рождения бозона Хиггса, умноженного на относительную вероятность распада, показали статистическую значимость в  $2\sigma$  при  $m_H = 125 \text{ ГэВ}/c^2$  [121]. Эти результаты были использованы при комбинированном анализе всех мод распада, также они были обоснованы с точки зрения поисков существования бозона Хиггса за пределами СМ, но в них группа из ОИЯИ участия не принимала.

#### 4. ВКЛАД ОИЯИ В МОДЕРНИЗАЦИЮ ДЕТЕКТОРА CDF

##### 4.1. Сцинтилляционные счетчики мюонной системы детектора CDF.

Группа ОИЯИ сыграла ключевую роль в модернизации мюонной системы и триггерного комплекса при переходе ко второй стадии Run II эксперимента CDF. Детектирование мюонов на CDF и точное измерение их импульса имело принципиальную значимость для изучения таких фундаментальных проблем, как основы электрослабой теории, поиск дополнительных векторных бозонов. Мюоны возникали от распада  $t$ -кварка и адронов, содержащих  $b$ -кварк. Расширенная программа по  $b$ -физике, от относительно простого измерения времен жизни и до изучения эффектов СР-нарушения, выполнялась благодаря SVT-триггеру на вторичную вершину. Мюонный триггер также широко применялся при поисках бозона Хиггса.

Мюонный детектор представлял собой сэндвич из дрейфовых камер и пластиковых сцинтилляционных счетчиков (половина из них была изготовлена в ОИЯИ), который был использован в качестве триггера на прохождение мюонов. Мюонные сцинтилляционные счетчики покрывали область псевдобыстрот  $0 < |\eta| < 1,5$  и были сгруппированы в следующие основные подсистемы (рис. 25): модернизированный центральный мюонный сцинтилляционный детектор (Central Muon Scintillator Upgrade, CSP и CSP Wall) —  $0 \leq |\eta| \leq 0,6$ ; расширение центрального мюонного сцинтилляционного детектора (Central Muon Scintillator Extension, CSX и MSK) —  $0,6 \leq |\eta| \leq 1,0$ ; сцинтилляционные счетчики передней мюонной системы (Intermediate Muon Upgrade, BSU и TSU) —  $1,0 \leq |\eta| \leq 1,5$ . Также были использованы счетчики со съемом света с помощью плексигласового световода («старые» счетчики), спектросмещающих волокон (счетчики нового поколения), а также счетчики, использующие оба указанных способа съема света («модернизированные» счетчики).

Полное количество мюонных сцинтилляционных счетчиков — около 1200 шт. Примерно половина из них были счетчики нового типа. Общая масса сделанных в Дубне сцинтилляционных счетчиков — 5 т, что составило около 60 % от всего необходимого количества. Счетчики нового поколения были смонтированы по завершении этапа Run I во время модернизации с 1996 по 2001 г., после чего наступил этап Run II, который длился до конца эксперимента (сентябрь 2011 г.).

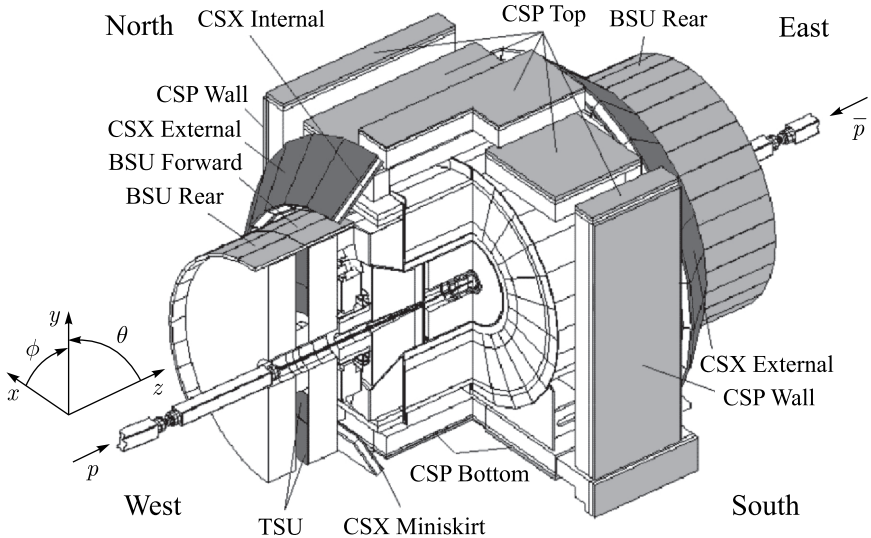


Рис. 25. Система мюонных сцинтилляционных счетчиков установки CDF II (Run II)

При создании счетчиков был использован сцинтилляторный пластик UPS 923A, изготовленный на основе полистирола в Институте сцинтилляционных материалов (ИСМА, Харьков, Украина). Контроль качества осуществлялся группой из ОИЯИ. Сами счетчики собирались в ОИЯИ с использованием эффективной методики, разработанной совместно с INFN (Пиза, Италия). Как показали сравнительные исследования, светосбор сцинтилляционного счетчика на основе UPS 923A был больше, чем для аналогичного счетчика на основе известного коммерческого сцинтиллятора NE 114, приблизительно на 25%. Тесты по контролю за качеством изготовления счетчиков, выполненные в ОИЯИ, показали средний световыход в диапазоне от 21 ф. э./МИЧ (фотоэлектрон/минимально ионизированная частица) для счетчиков длиной 3,2 м и до 28 ф. э./МИЧ для счетчиков длиной 2,4 и 1,6 м для мюонов, собранных с дальнего конца. Таким образом, счетчики обеспечивали эффективную работу мюонной системы.

**4.1.1. Модернизированный центральный мюонный сцинтилляционный детектор.** Счетчики CSP (Central Scintillator uPgrade) были расположены непосредственно после дрейфовых камер на расстоянии  $\approx 1,2$  м от дрейфовых камер CMU (Central Muon Upgrade), находящихся ближе к центру CDF, и образовывали систему идентификации мюонов в центральной области  $0 < |\eta| < 0,6$ . Счетчики CSP и камеры CMP были установлены за стальным щитом толщиной 61 см, который проходят только мюоны [1, 132].

На установке CDF задействованы два типа счетчиков CSP — «модернизированные» (CSP Wall) и счетчики нового поколения (CSP Top/Bottom).

В период набора данных Run I использовались мюонные сцинтилляционные счетчики со съемом света при помощи плексигласового световода типа «рыбий хвост» (классический тип съема света). Из-за процесса старения часть этих счетчиков была заменена сцинтилляционными счетчиками нового поколения со съемом света при помощи спектросмещающих волокон, изготовленных в ОИЯИ.

Счетчики CSP нового поколения были расположены под и над установкой CDF (CSP Bottom и CSP Top соответственно) [132–135]. Они представляют собой счетчики из прямоугольного сцинтиллятора на основе полистирола UPS 923A трех типоразмеров (рис. 26). Использование таких счетчиков было обусловлено топологией нижней части установки CDF (наличие опор, технологических ниш) и имело целью максимальное покрытие доступной площади. Общее количество счетчиков CSP нового поколения, задействованных на установке CDF, составляло 142 шт.

Счетчики CSP Wall, использовавшиеся ранее в Run I, были модернизированы с целью увеличения количества собираемого света со сцинтиллятора [136, 137]. Модернизация состояла в следующем: на торцевую сторону сцинтилляционной пластины была приклеена лента из спектросмещающих волокон, одни концы которых были зазеркалены, а другие через выемку на плексигласовом световоде подведены к фотоумножителю (рис. 27). Таким

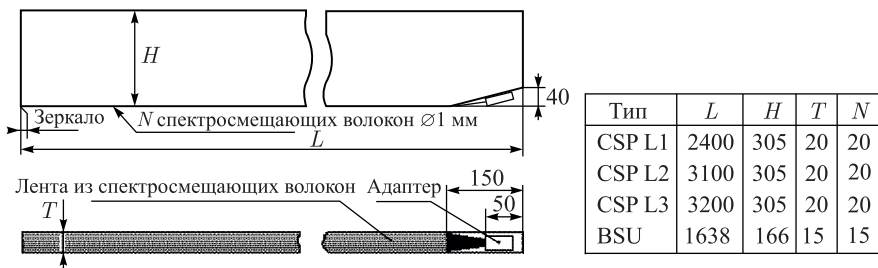


Рис. 26. Сцинтилляционные счетчики CSP и BSU нового поколения (размеры указаны в миллиметрах)

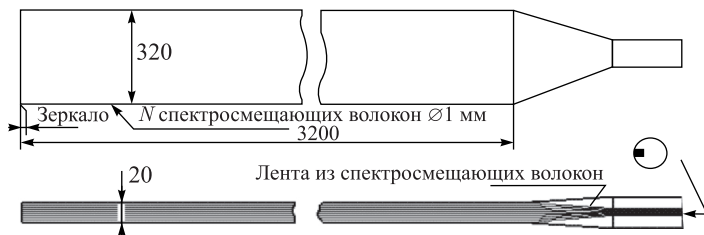


Рис. 27. Модернизированные сцинтилляционные счетчики CSP (размеры указаны в миллиметрах)

образом, сбор света со сцинтиллятора осуществлялся как классическим способом, так и при помощи спектросмещающих волокон. Благодаря такой технологии удалось увеличить количество света, собираемого с дальнего от ФЭУ конца счетчика, более чем в два раза. Общее количество модернизированных счетчиков CSP Wall, используемых на установке CDF, составляло 132 шт.

**4.1.2. Расширение центрального мюонного сцинтилляционного детектора.** Счетчики CSX (Central Scintillator eXtention), совместно с добавленными группой ОИЯИ во время модернизации установки CDF счетчиками MSK (Miniskirt) и MSK' (mixed Miniskirt), перекрывали область псевдобыстрот  $0,6 < |\eta| < 1,0$  (или  $42 < |\theta| < 55^\circ$ ). Счетчики CSX были расположены в два слоя, по обеим сторонам плоскости дрейфовых камер CMX (Central Muon eXtention), а счетчики MSK — в один слой, непосредственно перед дрейфовыми камерами, если смотреть от центра установки CDF. Все вместе они образовывали единую систему идентификации мюонов в указанной области псевдобыстрот и представляли собой усеченный конус, расширяющийся к центру установки.

Счетчики CSX — это единственные счетчики на установке CDF, не претерпевшие модернизации со времени Run I. Исследования, проведенные во время модернизации установки CDF, показали, что данные счетчики могут быть эффективно использованы в экспериментах на этапе Run II [132, 138, 139]. Они представляли собой сцинтилляционную пластину трапециевидальной формы толщиной 25 мм на основе поливинилтолуола. На CDF были задействованы два типа CSX-счетчиков, отличающихся друг от друга стороной съема света (рис. 28).

«Внутренние» CSX-счетчики (Internal CSX) были расположены на внутренней боковой поверхности усеченного конуса, ближней к центру CDF. Съём света производился со стороны широкой грани сцинтилляционной пла-

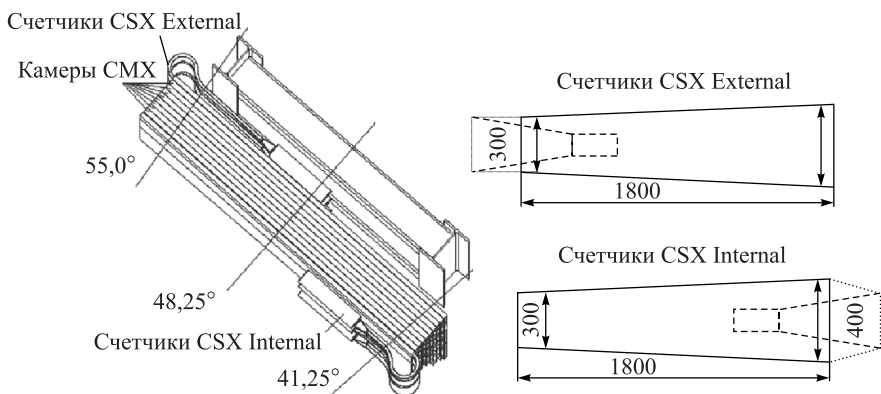


Рис. 28. Сцинтилляционные счетчики CSX (размеры указаны в миллиметрах)



стины. «Наружные» CSX-счетчики (External CSX) были расположены на наружной боковой поверхности усеченного конуса, удаленной от центра CDF. Съем света производился со стороны узкой грани сцинтилляционной пластины. Общее количество CSX-счетчиков обоих типов составило 269.

Счетчики MSK и MSK' также имели трапецеидальную форму (рис. 29) [140, 141]. Их размеры менялись в зависимости от азимутального угла  $\varphi$  из-за ограниченного пространства в месте расположения. По той же причине они были расположены только в один слой на внутренней, ближней к центру CDF, боковой поверхности усеченного конуса. В отличие от CSX-счетчиков, сбор света со счетчиков MSK и MSK' происходил с обоих концов сцинтилляционной пластины толщиной 15 мм (рис. 30).

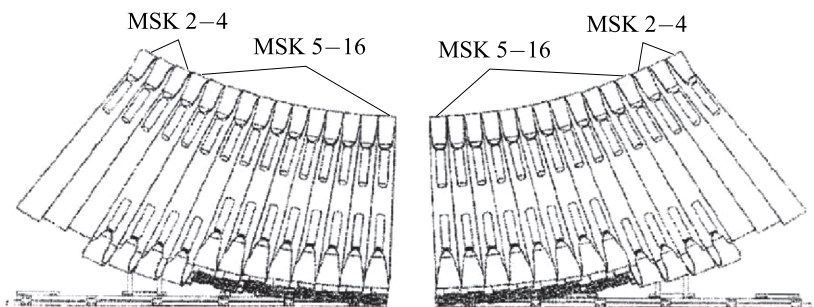


Рис. 29. Схема расположения счетчиков MSK и MSK' на установке CDF

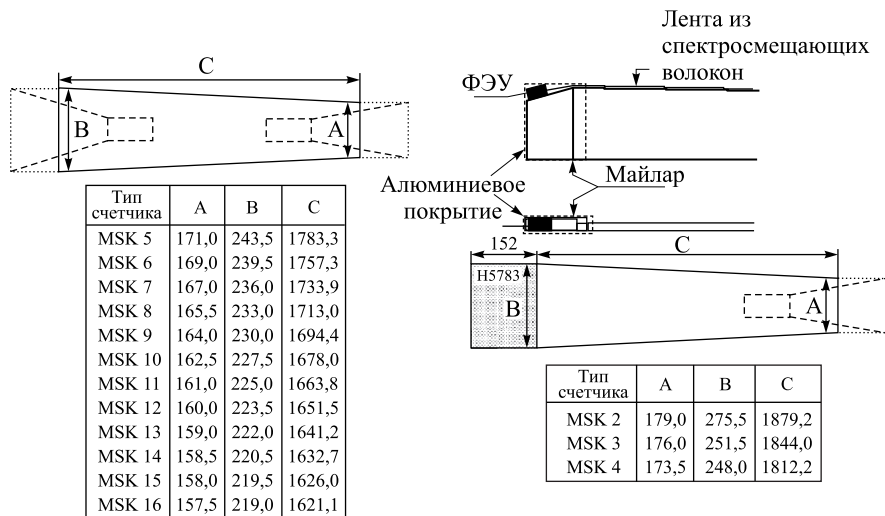


Рис. 30. Сцинтилляционные счетчики MSK (слева) и MSK' (справа) (размеры указаны в миллиметрах)

Как видно из рис. 30, основным отличием между MSK- и MSK'-счетчиками являлся способ съема света. На счетчиках MSK съем света происходил с обеих граней сцинтилляционной пластины классическим способом — при помощи плексигласового световода типа «рыбий хвост». На счетчиках MSK' съем света классическим способом происходил только со стороны узкой грани сцинтилляционной пластины. Съем света со стороны широкой грани происходил по технологии, аналогичной для CSP-счетчиков, — подведенным к фотосенсору жгутом из спектросмещающих волокон. Общее количество MSK- и MSK'-счетчиков, задействованных на CDF, — 48 шт.

**4.1.3. Сцинтилляционные мюонные счетчики передней мюонной системы.** Передняя мюонная система (Intermediate Muon Upgrade, IMU) была добавлена в рамках модернизации установки CDF на этапе Run II. Ее расположили на передних тороидах неиспользуемого в Run II теплового магнита. Область покрытия псевдобыстрот новой системы составила  $1,0 < |\eta| < 1,6$ . В состав данной системы входили мюонные сцинтилляционные счетчики двух видов, в зависимости от места их установки [1, 134, 135, 132, 142].

Счетчики BSU (Barrel Scintillator Upgrade), изготовленные в ОИЯИ, были расположены двумя кольцами. Они представляли собой полный аналог счетчиков CSP Top/Bottom, но имели меньший размер (рис. 26). Общее количество BSU-счетчиков, используемых на установке CDF, — 407 шт. Счетчики TSU (Toroid Scintillator Upgrade) были расположены кольцом на внутренней части тороида магнита перпендикулярно направлению протон-антипротонного пучка (рис. 31). Они представляли собой сцинтилляционные пластины трапециевидальной формы толщиной 10 мм на основе поливинилтолуола [132, 142]. Счетчики TSU были добавлены на этапе модернизации установки CDF. Они относились к сцинтилляционным счетчикам нового поколения, т. е. съем света производился при помощи спектросмещающих во-

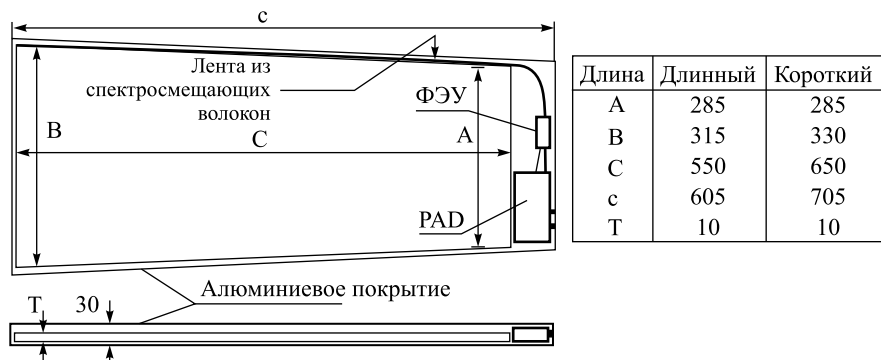


Рис. 31. Сцинтилляционные счетчики TSU (геометрия и размеры в миллиметрах)

Таблица 22. Доля участия сотрудников ОИЯИ в различных работах с мюонными счетчиками CDF (в процентах)

Тип счетчиков	Создание/ модернизация	Тестирование	Инсталляция	Программное обеспечение	Обслуживание
CSP Top/Bottom	100	50	—	100	100
CSP Wall	—	—	30	100	100
CSX	—	—	—	100	100
Miniskirt	100	100	100	100	100
BSU	100	100	50	100	100
TSU	—	100	50	100	100

локон и фотосенсора на основе миниатюрного ФЭУ. Единственное отличие от счетчиков CSP и BSU было в том, что спектросмещающие волокна не были приклеены к сцинтилляционной пластине, а были плотно приставлены к торцу. Общее количество TSU-счетчиков, задействованных на установке CDF, — 144 шт.

Вклад ОИЯИ в мюонную систему CDF отражен в табл. 22: сотрудники ОИЯИ выполнили половину всех работ по созданию, модернизации, тестированию и инсталляции мюонных счетчиков CDF II, а также полностью обеспечили обслуживание системы с использованием разработанного ими программного обеспечения.

#### 4.2. Система мониторинга и контроля сцинтилляционных счетчиков.

Коллаборация CDF планировала собрать сотни событий  $t\bar{t}$ -распадов с мюоном в конечном состоянии, так же как и несколько миллионов событий, включающих распады  $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$  и  $Z \rightarrow \mu\mu$ . Группа из Дубны отвечала за весь мюонный сцинтилляторный комплекс установки CDF. Начальная версия аппаратного и программного обеспечения была создана в 2001 г., а летом 2009 г. была разработана и введена в эксплуатацию новая версия с дополнительными аппаратными возможностями и абсолютно новым программным обеспечением [143].

Возросшая светимость тэватрона послужила причиной создания новой версии системы мониторинга и контроля сцинтилляционных счетчиков мюонного триггера, которая была разработана в среде iFIX 5.0 летом 2009 г. При этом учитывались новые возможности, появившиеся в связи с введением дополнительных аппаратных средств контроля и управления. Также были учтены назревшие замечания по эксплуатации предыдущей версии системы мониторинга.

Как уже было сказано, общее количество мюонных сцинтилляционных счетчиков на CDF II превышало 1200 шт. Вся система делилась на две группы: так называемые «старые» счетчики, которые использовались в течение Run I (CSX, Miniskirts и CSP Wall), и «новые» счетчики, специально изготовленные для Run II (BSU, TSU и CSP). Счетчики BSU и CSP были сконструированы в ОИЯИ (более 600 шт.) и смонтированы силами группы на CDF. Принципиальное отличие «старых» и «новых» счетчиков заключалось в типе используемых ФЭУ и способе съема света с пластика. В первом случае использовались стандартные ФЭУ с диаметром фотокатода 51 мм (EMI 9814, Electron Tubes Inc., Великобритания) и классический съем света посредством световода из оргстекла. Во втором случае применялись миниатюрные ФЭУ с диаметром фотокатода 10 мм (H5783, Hamamatsu, Япония) и съем света посредством спектросмещающих волокон.

Электроника системы «старых» счетчиков основывалась на «медленных» управляемых распределителях высокого напряжения PisaBox (производства CAEN, Италия). Каждый такой блок позволял разветвлять высокое напряжение от источника, в нашем случае Gamma Power Supply (сокращенно GammaBox, производства Gamma High Voltage Research Inc., США), на 40 сцинтилляционных счетчиков одновременно. Диапазон изменений в каждом из 40 каналов PisaBox составлял 400 В. Для подачи опорного напряжения использовались блоки Gamma Power Supply (производства Gamma High Voltage Research Inc., США), которые обеспечивали выходное напряжение до 3000 В при силе тока 75 мА. «Медленным» блок PisaBox был назван за конструктивные особенности изменения напряжения в каналах. Для этого использовались многооборотные переменные резисторы, которые управлялись миниатюрными электромоторами. Из-за этого время выставления точного значения напряжения в каждом канале могло занимать довольно продолжительное время, вплоть до минуты. Для дистанционного контроля и настройки высокого напряжения в каналах PisaBox использовался специальный блок — интерфейс-коммутатор (PisaDriver производства CAEN) в стандарте КАМАК. Этот блок посредством SCSI-контроллера Jogway 73A обеспечивал связь между ЭВМ и PisaBox (рис. 32).

Электроника для «новой» системы счетчиков основывалась на 48-канальном специализированном блоке — приемнике-распределителе (Control and Concentrator Units, или CCU). Система питания напряжением «новых» счетчиков сильно отличалась от «старых» (рис. 33). Фотосенсор Hamamatsu H5783 включал в себя ФЭУ и встроенный преобразователь напряжения. Управление этим фотосенсором осуществлялось с помощью специальной платы с функциями усилителя, формирователя и порогового дискриминатора (PMT Amplifier and Discriminator, сокращенно PAD). Управление PAD осуществлялось как раз с помощью CCU через стандартный разъем RJ-45 кабелями CAT5. Наличие четырех витых пар в кабеле CAT5 позволяло использовать

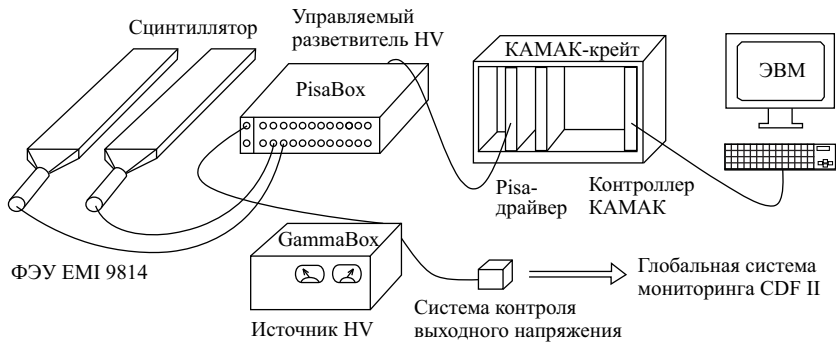


Рис. 32. Электроника системы «старых» счетчиков

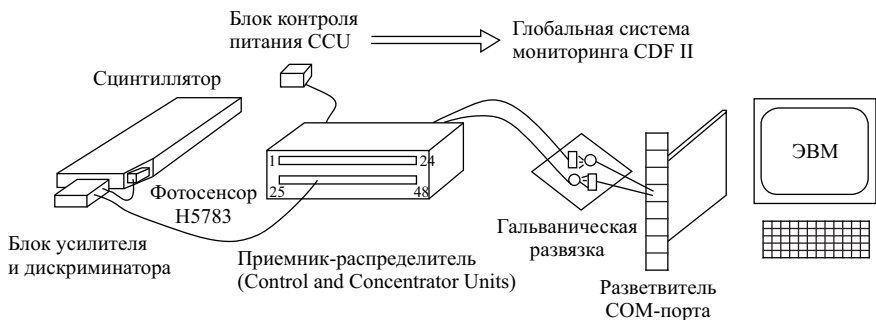


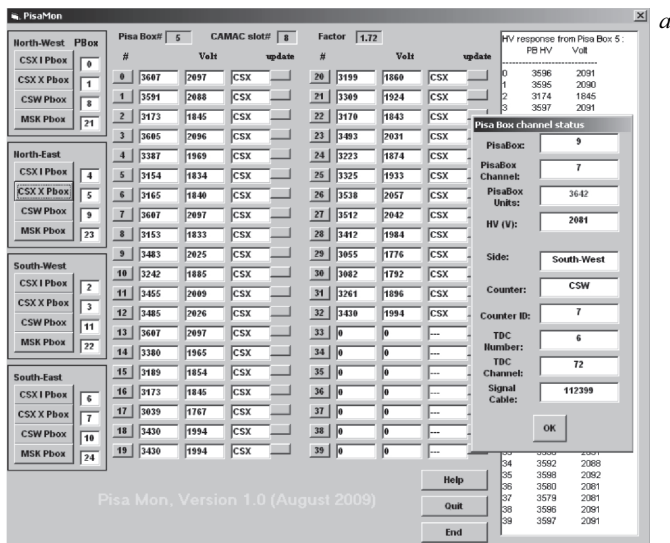
Рис. 33. Электроника системы «новых» счетчиков

его одновременно для контроля и настройки высокого напряжения на ФЭУ и съема сигналов в ФЭУ. Всего было задействовано 20 таких блоков ССУ, которые обслуживали порядка 800 счетчиков. Связь ССУ с ЭВМ осуществлялась через гальваническую развязку (посредством применения оптической пары). Напряжение питания блоков ССУ (+/− 5, 12 В) постоянно отслеживалось системой Voltman.

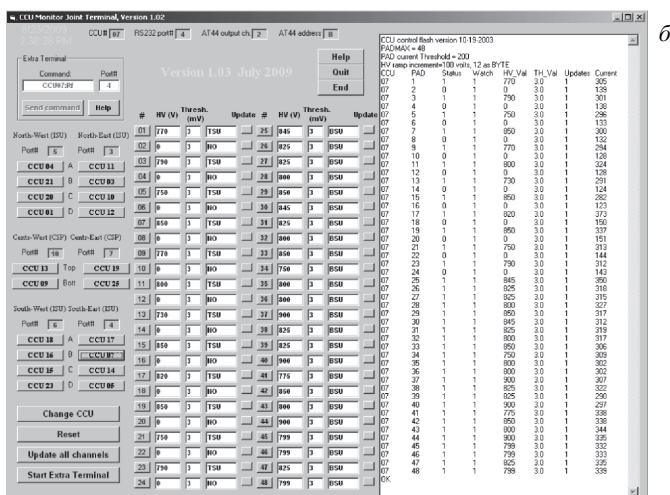
В период Run I, до большой модернизации установки CDF, управление высоким напряжением счетчиков осуществлялось вручную. Для обслуживания всей системы мюонных счетчиков требовалось более суток. Более того, эта система не позволяла отслеживать текущие рабочие параметры. Высокое напряжение на счетчиках проверялось вручную только несколько раз в году. Оценки показали, что по крайней мере 10% всех счетчиков работало с нулевой эффективностью в течение нескольких недель или даже месяцев.

Наличие такой распределенной и сложной системы сцинтилляционных детекторов потребовало создания программного обеспечения для обслужи-

вания и автоматического контроля высокого напряжения всей системы мюонных сцинтилляционных счетчиков и интеграции ее в глобальную систему мониторинга и контроля детектора CDF. Поэтому была создана база данных, содержащая полную информацию о всех мюонных счетчиках, включая значения напряжений и порогов дискриминации сигналов как наиболее важных



a



b

Рис. 34. Интерфейсы программ управления сцинтилляционными детекторами старого (a) и нового (б) поколений

параметров. Затем были созданы программы для локальной рабочей станции группы ОИЯИ с использованием языков программирования Visual Basic и C++: PisaMon для системы старых счетчиков и CCU Monitor Joint Terminal для новых счетчиков (рис. 34) [143]. Эти программы позволили дистанционно управлять напряжениями и величинами порогов отсечки сигналов на ФЭУ всей совокупности мюонных счетчиков. Таким образом, все участники эксперимента CDF от ОИЯИ, имевшие статус экспертов по мюонной системе, получили необходимый инструмент для проверки всех счетчиков и оперативного устранения проблем, связанных с ними. Одна из сложностей заключалась в объединении двух принципиально различных систем «старых» и «новых» счетчиков на одной рабочей станции, но она была успешно решена.

Следующим этапом было создание программ в SCADA-среде iFIX, которые позволяли совершать круглосуточный автоматический контроль над параметрами всех мюонных счетчиков с центрального пульта управления CDF, SCADA-среда iFIX — лицензионный пакет программ от GE Fanuc (<http://www.gefanuc.com>). Под термином SCADA понимают инструментальную среду для разработки программного обеспечения систем управления технологическими процессами в реальном времени. Пакет включает в себя мощный графический интерфейс, встроенный интерпретатор Visual Basic, базу данных. Все локальные компьютеры, обслуживающие различные системы CDF II, на которых установлена iFIX, были объединены в единую сеть.

Затем локальная iFIX-система была интегрирована в глобальную систему мониторинга CDF. Каждый сервер, представляющий определенную систему детекторов на CDF II, был включен в общую сеть. На пульте управления установки CDF II визуализация параметров от всех систем была объединена и выведена на несколько мониторов. Операторы на пульте контроля получали всю текущую информацию о напряжении, которая отражалась на графических панелях Global Alarms и High Voltage Summary (рис. 35), и могли вовремя заметить изменения каких-либо параметров систем, приводящих к записи недостоверных экспериментальных данных.

Системы, обозначенные как CSP, CSW, CSX, MSK, BSU, TSU, занимали значительную долю от всех детектирующих систем установки CDF (рис. 35). Зеленый цвет прямоугольников и столбиков означал, что напряжение питания у систем находится в пределах нормы. Если возникали отклонения, то менялись цвет и высота столбиков (желтый — небольшое отклонение, красный — большое отклонение), а также включалось звуковое оповещение.

К дополнительным аппаратным средствам контроля и управления относилась глобальная система Voltman, отслеживающая колебания установленного опорного напряжения источников высокого напряжения GammaBox. В случае выхода за рамки допустимого интервала значений на пульте оператора возникал сигнал тревоги. Мониторинг источников GammaBox являлся важной составляющей системы контроля мюонных детекторов старого по-

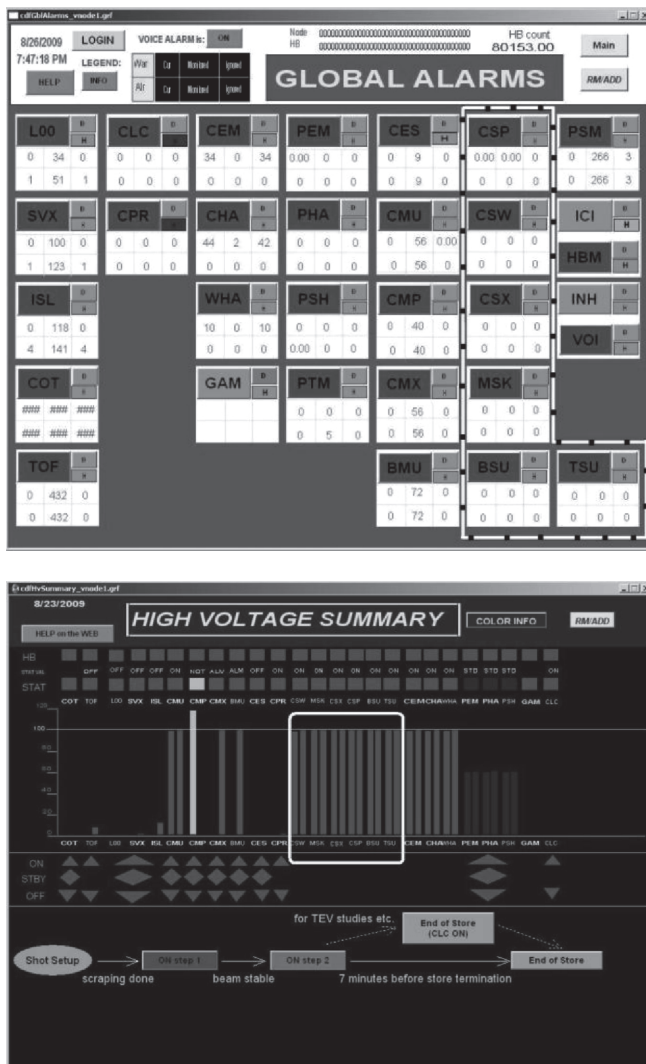


Рис. 35. Графические панели в SCADA-среде iFIX, используемые в комнате контроля установки CDF, для мониторинга напряжения питания различных детекторных систем (белой сплошной и штриховой линиями обведена система мюонных счетчиков)

коления. Система Voltman также отслеживала напряжение питания ССУ ( $\pm 5$ ,  $\pm 12$  В), что важно для корректной работы ССУ — ключевого звена в цепочке систем контроля счетчиков нового поколения. При этом время обнаружения неисправности блоков ССУ сократилось с 30–50 до 1–2 мин.



В 2003 г. была добавлена аппаратная возможность дистанционного отключения питания блока ССУ (hard reset) как эффективного способа восстановления связи между ССУ и компьютером. В 2007 г. была добавлена аппаратная возможность перезагрузки процессора блока ССУ (soft reset). Необходимость введения soft reset была продиктована возникавшими на практике случаями неполного восстановления низких напряжений питания блоков ССУ из-за действия радиационного фона после цикла отключения-включения электрической сети.

Введение таких аппаратных возможностей, как hard reset и soft reset, и интегрирование их в программную оболочку системы контроля нового поколения очень важно. Ранее для перезапуска блока нужен был доступ на установку, которого приходилось ожидать несколько суток. При этом стоит напомнить, что один ССУ питает высоким напряжением 48 счетчиков, которые составляют почти 7 % от общего количества счетчиков нового поколения, задействованных на установке. В результате процедура реанимации с использованием soft reset или hard reset стала занимать 3 мин.

Во время сеансов было необходимо осуществлять непрерывный контроль высокого напряжения для всех счетчиков. Каждому отдельному счетчику присваивался определенный статус. Для счетчиков старого поколения было предусмотрено пять вариантов состояния (счетчик отсутствует, информация с устройства не может быть прочитана, изменение напряжения менее 3 %, изменение напряжения от 3 до 10 %, скачок напряжения более 10 %), для счетчиков нового поколения — четыре (счетчик отсутствует, информация с устройства не может быть прочитана, изменение напряжения отсутствует, изменение напряжения присутствует). Некоторые варианты статуса формировали определенный сигнал тревоги посредством звуковых и визуальных (изменение цвета) сигналов на пульте управления и контроля установки CDF II. Интерфейсы программ контроля напряжения для системы мюонных сцинтилляционных детекторов CDF II были написаны в среде iFIX (рис. 36) [143]. Главная панель (рис. 36, *a*), постоянно отображающаяся на локальной ЭВМ, MuonMain отражала текущую общую информацию обо всей системе мюонных счетчиков: состояние детекторов, счетчик проблем, полное количество детекторов, включенных в систему мониторинга, включение в различные триггеры, статус «Heart Beat» (отклик системы на запросы главного сервера), максимальные и минимальные отклонения значений напряжения питания относительно номинальных. Кнопки «ССУ High Voltage Control» и «PisaBox High Voltage Control» вызывали одноименные подпрограммы (рис. 36, *г* и *д*). Кнопка «Muon PSM Alarm Page» вызывала подпрограмму контроля напряжений питания ССУ (12, 5, -12, -5 В), кнопка «Reset Database» перезагружала базу данных, если это необходимо. Программа MuonMain с определенной периодичностью запускала две программы чтения напряжения на счетчиках старого и нового поколений соответственно: PBoxCheck.exe (рис. 36, *б*)

и CCUCheck.exe (рис. 36, в). Их задачей было считывать напряжения и с помощью определенных алгоритмов сравнивать их с табличными значениями. Результаты сравнения записывались в файлы с расширением «.log», которые содержали информацию по каждому CCU или PisaBox и статус высокого напряжения (в процентах) для всей совокупности счетчиков определенного типа.

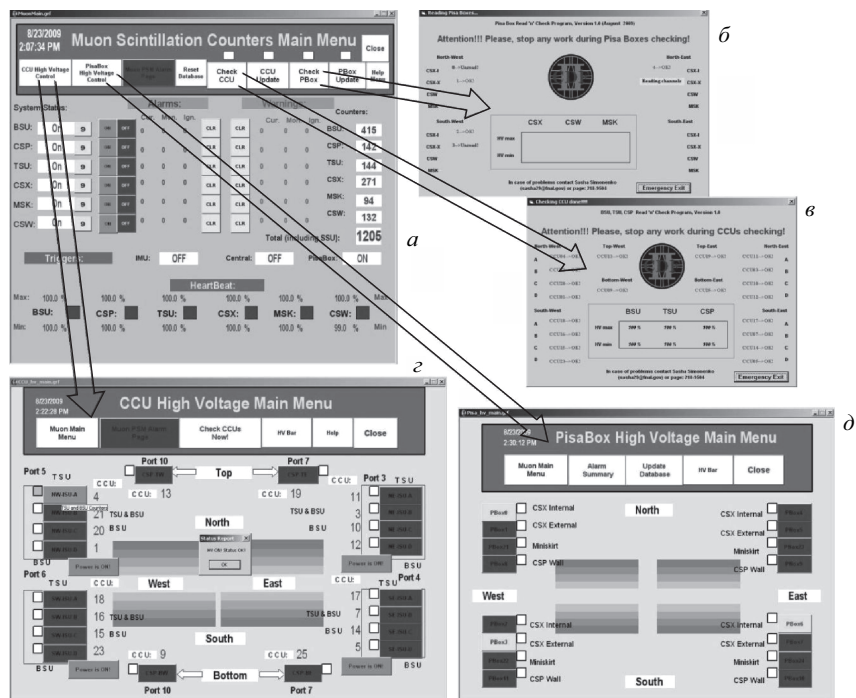


Рис. 36. Интерфейс локальных программ, созданных в SCADA-среде iFIX для мониторинга напряжения питания системы мюонных счетчиков CDF II

В эксперименте CDF было принято следующее правило определения этого статуса: из всей совокупности обнаруженных отклонений значений напряжения от номинальных определялось минимальное и максимальное значения в процентах, далее программа MuonMain считывала обновленные log-файлы и изменяла статусы систем в базе данных iFIX. Программы чтения можно было запускать вручную, используя кнопки «Check CCU» и «Check PBox» соответственно. С помощью кнопок «CCU Update» и «PBox Update» обновляли базу данных iFIX, используя последние результаты проверки напряжения на счетчиках. Функции чтения, проверки и обновления данных

можно было отключить с помощью соответствующих кнопок, расположенных над этими опциями, при этом цвет обеих кнопок при отключении функции становился желтым. Подпрограммы «CCU High Voltage Control Menu» и «PisaBox High Voltage Control Menu» содержали информацию непосредственно о блоках CCU и PisaBox. Каждая кнопка на их панелях соответствовала конкретному CCU или PisaBox и могла быть окрашена в один из четырех цветов: зеленый (статус «OK»), серый (статус «Mask»), желтый (статус «Warning») и красный (статус «Alarm»).

Белые квадраты, расположенные рядом с каждой кнопкой, позволяли «маскировать» CCU или PisaBox, после чего данному блоку присваивался статус «Mask». Он означал, что данное устройство не участвовало в мониторинге и давало возможность установке CDF продолжить запись экспериментальных данных. По сравнению с ранней версией панели (рис. 35) в новую версию были введены кнопки «Power is ON/OFF», обеспечивающие дистанционное обесточивание BSU- и TSU-счетчиков посредством отключения соответствующих блоков CCU.

Группа ОИЯИ внесла заметный вклад в создание и развитие системы контроля мюонной системы установки CDF II. Во-первых, была создана система контроля и мониторинга, отсутствовавшая на этапе Run I. Во-вторых, для увеличения скорости восстановления в случае сбоев в работе блоков, управляющих напряжением на мюонных счетчиках, были внедрены дополнительные аппаратные возможности, в частности, перезагрузка чип-контроллеров CCU (soft reset), дистанционное обесточивание BSU- и TSU-счетчиков через отключение соответствующих блоков CCU (hard reset). В-третьих, для более полного информационного контроля были внедрены в общую систему мониторинга данные проверки коммуникативной связи между локальными машинами и главным сервером в рамках глобальной системы мониторинга — статус «Heart Beat», а также контроль за состоянием блоков, обслуживающих мюонные счетчики, — система Voltman. В-четвертых, было создано новое программное обеспечение для управления и контроля параметров сцинтилляционных счетчиков мюонного триггера, в том числе программы, написанные на основе пакета iFIX 5.0 (фирма GE Fanuc) для включения системы в глобальную систему мониторинга установки CDF II. Новое программное обеспечение учитывало все наработки и замечания, возникшие с 2001 г., с момента запуска первой версии программного обеспечения.

**4.3. Триггер на основе кремниевого вершинного детектора (SVT).** Отбор событий по признаку вторичной вершины является крайне эффективным для относительно долго живущих  $B$ -мезонов и  $B$ -барионов. Данный тип триггера позволяет эффективно изучать  $B$ - и  $D$ -физику, а также отбирать события для изучения  $t$ -кварка или бозона Хиггса. Впервые в истории адронных коллайдерных экспериментов измерения прицельных параметров треков с помощью кремниевого детектора позволили выделить на триггерном уровне события,

содержащие  $B$ -мезоны и адроны, что позволило изучить множество процессов с  $b$ -кварками.

SVT-триггер, созданный при участии группы ОИЯИ в рамках эксперимента CDF, является устройством для двухмерной реконструкции треков заряженных частиц в режиме on-line, которое использовало данные с кремниевого вершинного детектора (SVX II) и с центральной дрейфовой камеры (COT). Физическим обоснованием для применения SVT послужила необходимость выделения вершины распада  $B$ -мезонов по принципу отбора треков с большими прицельными параметрами. С помощью моделирования было показано, что выделение прицельных параметров треков на триггерном уровне дает возможность использовать часть полосы пропускания триггера установки CDF для набора статистики адронных мод  $B$ -распадов, а именно  $B \rightarrow \pi\pi$  и  $B_s \rightarrow D_s\pi$ , которые являются исключительно интересными для изучения нарушения CP-четности и  $B_s$ -смешивания.

Кремниевый вершинный триггер (SVT) входил в состав триггера CDF 2-го уровня. Он получал координаты хитов (откликов пластин кремниевого детектора на прохождение заряженных частиц) от SVX II и параметры треков от быстрого триггера первого уровня (XFT), который восстанавливал треки в COT. Реконструкция трека выполнялась SVT в плоскости, поперечной к оси пучка. Время выработки решения триггером 2-го уровня было около 20 мкс. Столь малое время принятия решения требовало от SVT параллельного выполнения разных задач, в частности восстановления координат хитов из распределения сигналов в кремниевых стрипах SVX II, распознавания дорожек треков и фитирования параметров треков с высокой точностью.

Для типичного триггера на основе SVT требовалось наличие двух треков с  $p_T > 2 \text{ ГэВ}/c^2$  от XFT. На 1-м уровне XFT-триггера ожидаемая частота  $\approx 30 \text{ кГц}$ , которая падала до  $\approx 30 \text{ Гц}$  при добавлении ограничений на прицельные параметры треков ( $100 \text{ мкм} < |d_1|, |d_2| < 1 \text{ мм}$ ). SVT делился на 12 одинаковых секторов, работавших параллельно и независимо. Данная архитектура возникла благодаря геометрии детектора SVX II, который также имел 12 идентичных секторов по азимутальному углу. Для обработки информации с кремниевого детектора и восстановления треков SVT давалось не более чем 10 мкс. Основными функциональными блоками триггера SVT являлись Hit Finders, Associative Memory, Hit Buffer и Track Fitter (рис. 37).

Для обеспечения высокой скорости и гибкости алгоритм работы SVT был разделен на две стадии: распознавание образов треков с грубым разрешением при использовании блока ассоциативной памяти (Associative Memory) и высокоточный линейный фит параметров трека с помощью блоков фитирования треков (Track Fitter). При каждом отборе событий триггером 1-го уровня сигналы с SVX II поступали в блок Hit Finders, который определял координаты прохождения частицы (так называемые «хиты»). Далее эти

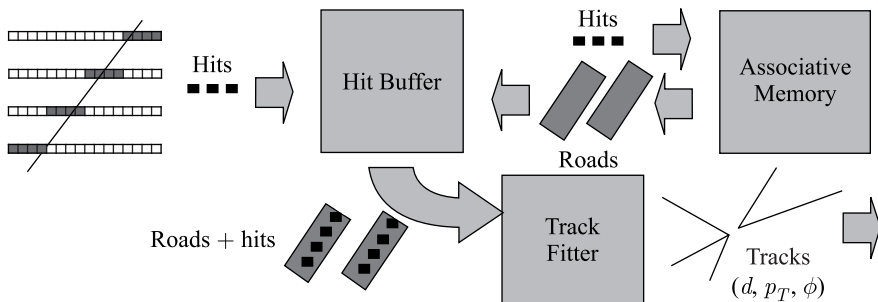


Рис. 37. Принцип работы триггера SVT

данные попадали в Associative Memory (AM) одновременно с треками, восстановленными в COT, где выполнялся предварительный отбор кандидатов на треки. Данный отбор осуществлялся посредством сравнения поступавших данных с набором образов треков, хранившихся в AM, причем данные сравнивались со всеми образами одновременно при помощи специализированного электронного блока AMchip [144], что значительно сокращало время. Образ трека в AM представлял собой комбинацию пяти номеров «суперстрипов» с пяти различных слоев SVX II (SuperStrip — объединение 4–5 соседних кремниевых стрипов). Первые 4 номера определялись прохождением заряженной частицы через SVX II, а 5-й номер — из функции, зависящей от кривизны и азимутального угла трека, восстановленного элементом триггера XFT для COT.

Результатом работы системы ассоциативной памяти (Associative Memory) (рис. 37) являлся список образов треков (дорожек), таких, для которых комбинация номеров суперстрипов от данного события совпадала с заранее записанной в AM. Для экономии памяти процесс распознавания образов треков выполнялся с меньшим разрешением, чем это возможно, на основании сегментации вершинного детектора. Размеры суперстрипов были выбраны равными 250 мкм для слоев кремниевого детектора и  $5^\circ$  для азимутального угла [1], измеряемого XFT. Каждая дорожка могла содержать более одной координаты трека в различных слоях, что приводило к комбинаторному возрастанию кандидатов в треки. Число образов треков составляло 32 768 для каждого сектора вершинного детектора (эффективность нахождения треков 95%). Достижению 100%-й эффективности мешало ограничение количества образов треков, так как из-за эффекта многократного рассеивания частиц возникало множество маловероятных траекторий, которые не учитывались при создании банка образов треков. Список дорожек, найденных в AM, поступал в Hit Buffer, который извлекал оригинальные координаты треков по слоям вершинного детектора и треки от XFT, связанные с каждой дорожкой, для передачи всей этой информации в Track Fitter. Тот, в свою очередь, вычислял пара-

метры трека с максимальной точностью для каждой комбинации координат треков внутри дорожки.

SVT-триггер впервые был использован на CDF II в октябре 2000 г. в тестовом сеансе. Второй сеанс на тэватроне с применением SVT начался весной 2001 г. [145]. На начальном этапе SVT функционировал в режиме использования информации только с кремниевого вершинного детектора (SVX II) — «silicon only». При этом не использовались данные с триггерного процессора (XFT) дрейфовой камеры. По сравнению со стандартной конфигурацией конфигурация «silicon only» была более слабой из-за увеличения комбинаторного фона и худшего разрешения. В частности, было определено, что разрешение по прицельному параметру составляло  $\approx 50$  мкм. Режим работы «silicon only» был полезен на начальной стадии запуска SVT-триггера, в частности, была проверена способность SVT находить треки заряженных частиц. В этом режиме была проверена способность SVT находить треки; наличие узкого пика в данных SVT показывало, что большая доля комбинаций хитов соответствует реальным трекам (рис. 38).

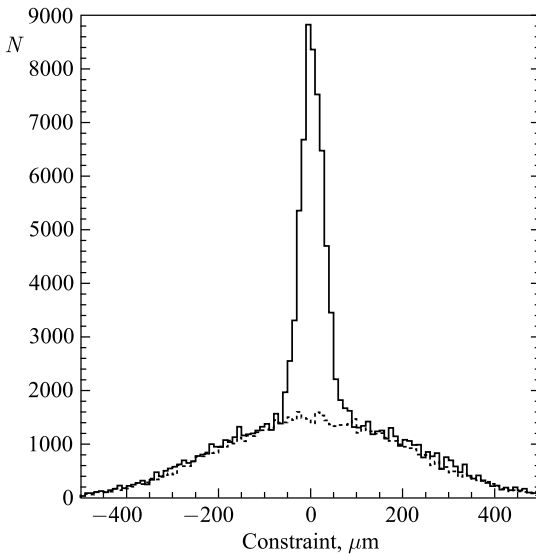


Рис. 38. Распределение связей (constraint) для режима «silicon only». Сплошная линия — реальные SVT-данные, пунктирная — произвольная комбинация хитов внутри дорожки

**4.3.1. Стандартная конфигурация SVT.** При работе в стандартной конфигурации SVT использовались как хиты с SVX II, так и данные с XFT, при этом по сравнению с конфигурацией «silicon only» был выявлен ряд пре-

имущество: дополнительная информация с XFT увеличивала точность восстановления треков в SVT; улучшение разрешения SVT позволило устанавливать более жесткие критерии отбора и эффективнее подавлять фон.

Для правильного функционирования триггера необходимо было учитывать поправку прицельного параметра, вызванную смещением оси пучка. Разрешение скорректированного значения прицельного параметра в зависимости от различных факторов было детально изучено (рис. 39) [146]. Области без точек в районе значений азимутального угла 2,2 и 4,2 рад связаны с отсутствием секторов SVX II. Эффект от наклона оси пучка был изучен с помощью нахождения соответствия между SVT-треками и COT-offline-треками.

В каждом событии, в котором по крайней мере один трек был найден и в SVT, и в COT, были рассмотрены все комбинации между SVT- и COT-треками. Значения полярного угла и кривизна трека, посчитанные

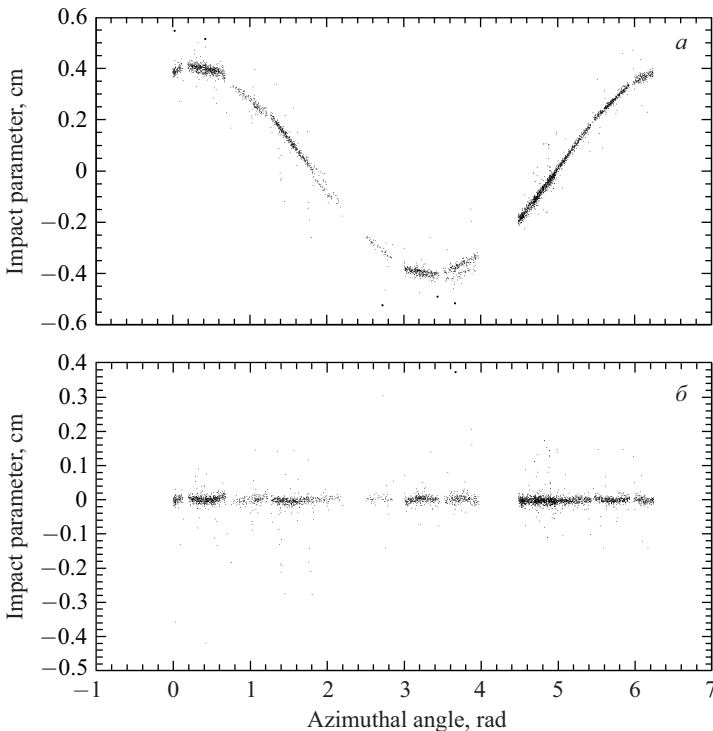


Рис. 39. Распределение по прицельным параметрам в зависимости от азимутального угла для кандидатов в треки с  $\chi^2 < 10$  для стандартной SVT-конфигурации: а) перед поправкой на сдвиг пучка; б) после поправки на сдвиг пучка

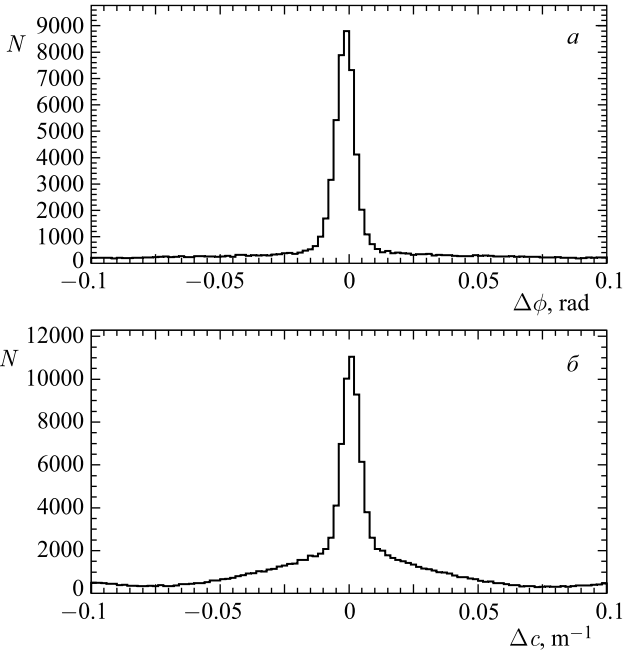


Рис. 40. *а)* Различие между азимутальными углами треков, посчитанными SVT и программой реконструкции в COT, для всех возможных комбинаций SVT- и COT-треков. *б)* Различие в кривизне треков от SVT и COT для всех возможных комбинаций SVT- и COT-треков

в SVT и в COT на третьем уровне триггера, сравнивались между собой (рис. 40). Треки были признаны совпадающими, если значение полярного угла совпадало с точностью 10 мрад, а кривизна трека — с точностью  $10^{-4} \text{ см}^{-1}$ .

В дополнение к наклону оси пучка существовали еще два вклада в разрешение по прицельному параметру треков. Один из них — относительная неточность в координатном положении секторов детектора SVX II. Эта неточность приводила к тому, что различные сектора SVX II «видят» пучок в различных местах. Этот эффект компенсировался тем, что определение положения оси пучка и соответствующие поправки для прицельного параметра проводились независимо для каждого сектора. Другой значительный эффект — нелинейность, которая возникала при линейной аппроксимации для восстановления параметров треков. Так как ось пучка находилась далеко от своего номинального положения ( $\sim 4 \text{ мм}$ ), эффект от нелинейности был больше, чем ожидалось. Причиной этого было то, что в линейном приближении при фитировании параметров треков предполагалось номинальное



положение оси пучка. Были введены двойные поправки, и в итоге остаточная нелинейность ухудшила разрешение по прицельному параметру менее чем на 0,4 мкм.

После коррекций всех вышеприведенных эффектов из свертки разрешения SVT по прицельным параметрам треков с плотностью распределения взаимодействий поперек оси пучка (профилем пучка) было получено распределение по прицельным параметрам треков в форме Гаусса,  $\sigma = 48$  мкм [145]; для данных, набранных на CDF в октябре 2001 г., для выборки, в которой наклон оси пучка составлял  $\sim 0$ , было получено  $\sigma = 40$  мкм (рис. 41).

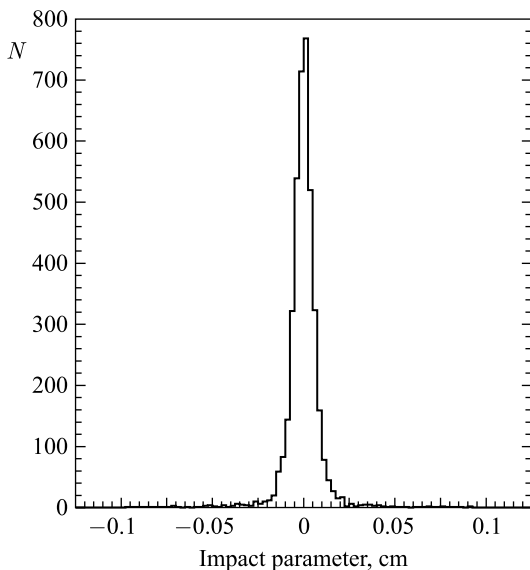


Рис. 41. Распределение по прицельным параметрам треков для кандидатов в треки с  $\chi^2 < 10$  и  $p_T > 2$  ГэВ/с

Без коррекций для длительного набора данных разрешение составило 69 мкм. Наилучшее значение разрешения по прицельному параметру треков (при наклоне оси пучка  $\sim 0,8$  мрад) после выполнения остальных коррекций составило 58 мкм. Вклад различных эффектов в разрешение по прицельным параметрам треков был следующий: 10 мкм получалось из-за наклона оси пучка, 6 мкм — из-за погрешности в расположении секторов SVX II и 5 мкм — из-за эффекта нелинейности. Наилучший результат был достигнут группой ОИЯИ в тестовом сеансе в октябре 2000 г., когда все возможные поправки были выполнены, значения для азимутальных углов и кривизны были получены на треках, реконструированных в off-line-анализе с лучшим

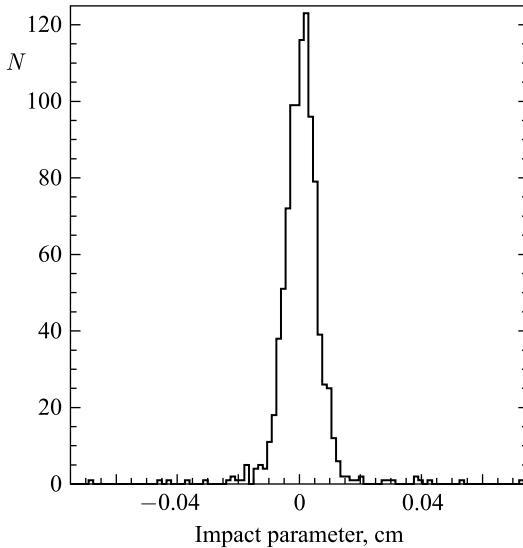


Рис. 42. Распределение по прицельным параметрам треков с учетом всех поправок для тестового сеанса в октябре 2000 г.

разрешением по сравнению с 3-м уровнем триггера (XFT) (рис. 42). Аппроксимация распределением Гаусса дала разрешение 45 мкм, что согласуется с разрешением, полученным при моделировании работы SVT.

**4.3.2. Мониторирование SVT.** Эффективная система off-line-мониторирования SVT была создана группой ОИЯИ в 2002–2003 гг. Система контролировала основные рабочие параметры SVT ежедневно. Комплекс программ автоматически запускался каждую ночь и обрабатывал все новые данные, поступившие в контрольную директорию на диске за последние 24 ч. Для каждого отдельного набора создавались и анализировались массивы основных величин. Далее создавались графики и текстовый файл, которые записывались в специальную директорию. Текстовый файл содержал следующие данные: число  $D^0$ -мезонов, восстановленных в канале распада  $K\pi$ ; значения интегральной светимости набора данных и сечения рождения  $D^0$ -мезона; координаты оси пучка; значение средней эффективности работы SVT; число сбоев в работе SVT (из сравнения с программой моделирования работы SVT).

По окончании мониторинга off-line этот файл автоматически рассылался членам SVT-группы. Файлы с основными графиками копировались в специальную директорию и становились доступными для просмотра с web-страницы SVT. Если один из основных параметров SVT (координаты оси пучка, эффек-

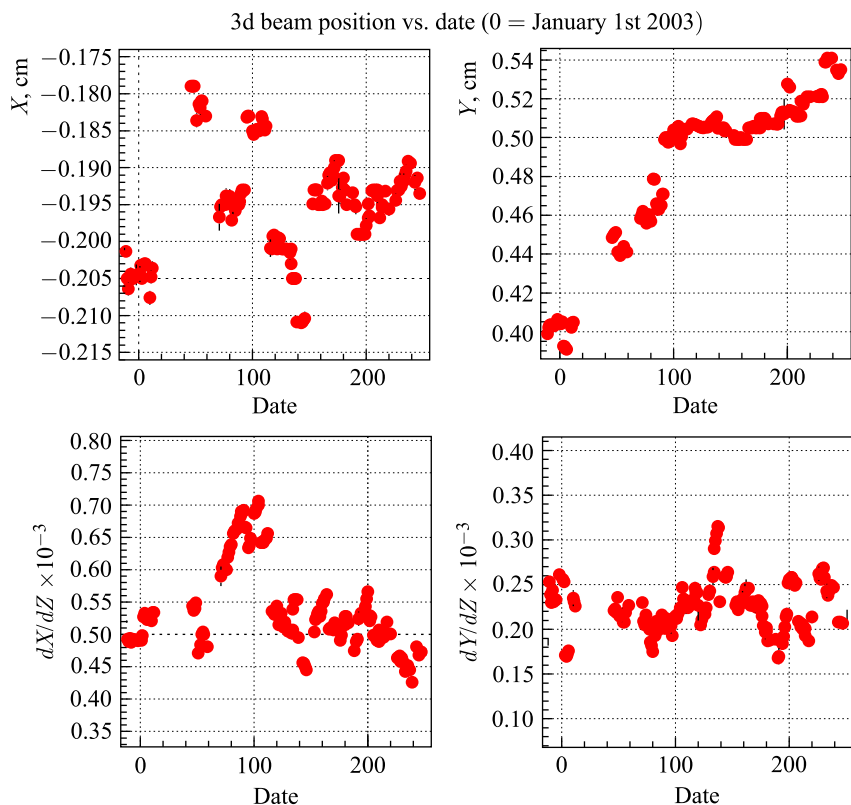


Рис. 43. Положение оси пучка относительно координат  $X$ ,  $Y$  установки CDF и наклон оси пучка в зависимости от времени, измеренные с помощью триггера SVT

тивность SVT, доля сбоев SVT) выходил за пределы установленных границ, то рассылались дополнительные электронные сообщения всем членам SVT-группы. Созданные сотрудниками ОИЯИ специализированные программы системы мониторинга обрабатывали все файлы отчетов и строили графики положения оси пучка (рис. 43).

Система показала высокую стабильность работы в автономном режиме и помогала оперативно находить и устранять различные проблемы в работе SVT. Наряду с созданием комплекса программ по off-line-мониторингу сотрудниками ОИЯИ внесен существенный вклад в развитие on-line-мониторинга SVT. В частности, была развита программа on-line-контроля ObjectMon для наблюдения во время набора данных на установке CDF за различными объектами «высокого уровня» — струями в калориметре, недостаю-

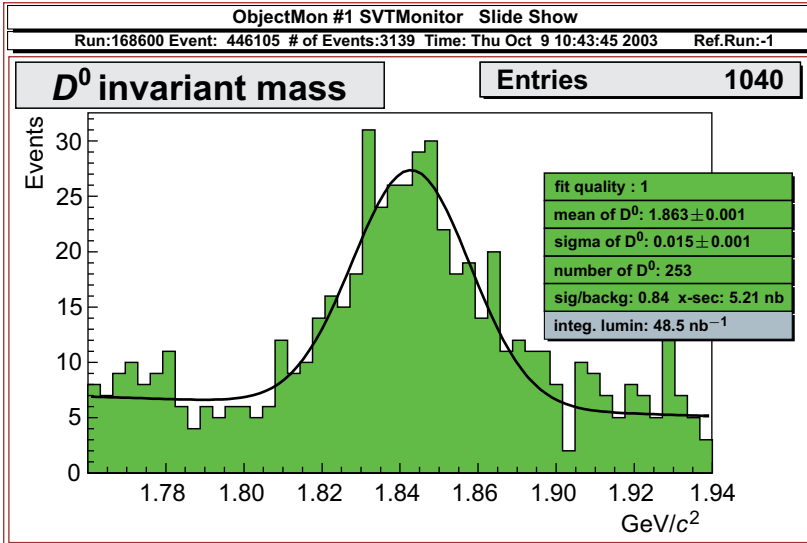


Рис. 44. Инвариантная масса  $D^0$ -мезона, восстановленного на SVT-треках. Пример слайда с дисплея в комнате контроля за набором данных на установке CDF

щей поперечной энергией,  $J/\psi$  и т. д. Программа была дополнена включением нового модуля для контроля за инвариантной массой и сечением рождения  $D^0$ -мезона, восстановленного на SVT-треках (рис. 44).

Также была развита программа on-line-контроля TrigMon для наблюдения во время набора данных на установке CDF за различными объектами «низкого уровня», в частности, был введен, вычислялся и отображался статус текущего состояния SVT (рис. 45).

**4.4. Преонвертер электромагнитного калориметра CPR2.** Еще одной областью активного участия ОИЯИ в исследовательской программе на детекторе CDF была полная замена старого детектора Central Preshower (CPR) на новый (CPR2) ввиду заметной потери эффективности первым из-за роста светимости тэватрона и, как следствие, увеличения фона. Детектор CPR (рис. 46) установки CDF на этапе Run I в основном использовался для достоверной идентификации электронов. Также он позволил увеличить в 2–3 раза подавление фона от заряженных пионов, что крайне важно при последующей идентификации электрона для мечения  $b$ -струй. Использование детектора CPR повысило эффективность идентификации одиночных фотонов (на фоне мезонов) в области энергий больше 35 ГэВ. Детектор позволил улучшить энергетическое разрешение струй, что было очень существенно для поиска или экспериментального сужения вероятного интервала масс бозона Хиггса [147].

# TrigMon #47 SVTDMonitor 2.3.1: L2\_SVT\_d0

Run:168600 Event: 446160 # of Events:3139 Time: Mon Oct 20 16:17:43 2003

Status = OKAY

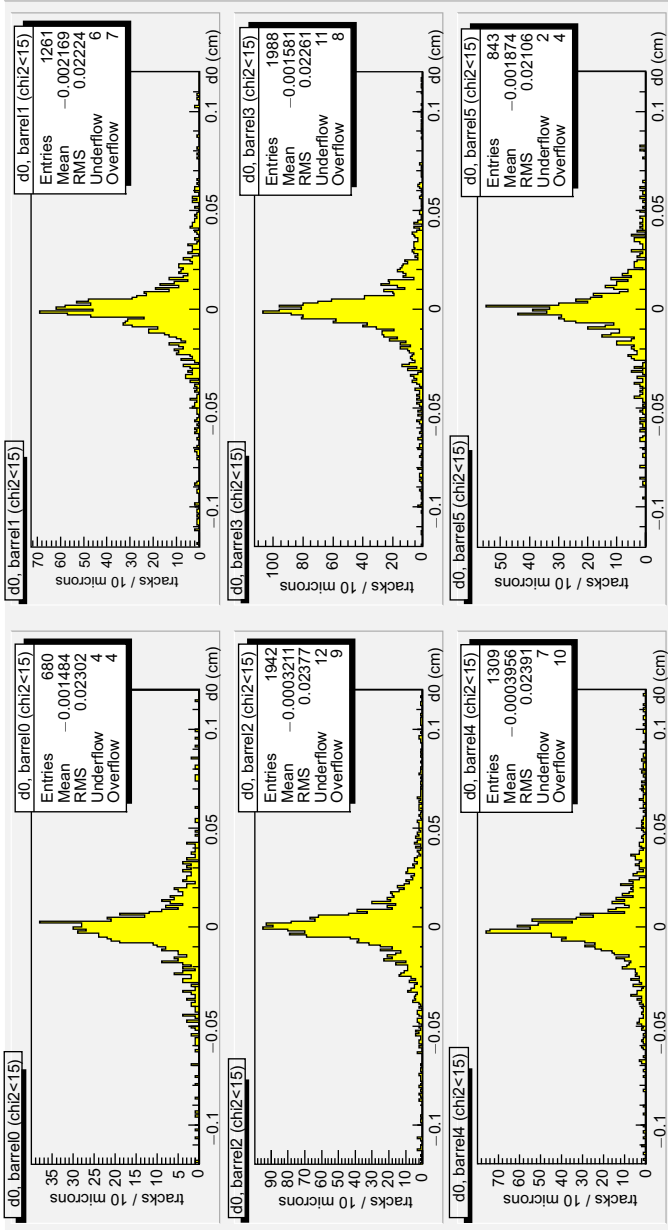


Рис. 45. Распределение по прицельным параметрам треков для шести баррелей триггера SVT. Пример слайда с дисплея в ком-пьютере. Вывод информации о параметрах распределения и контроле за набором данных на установке CDF

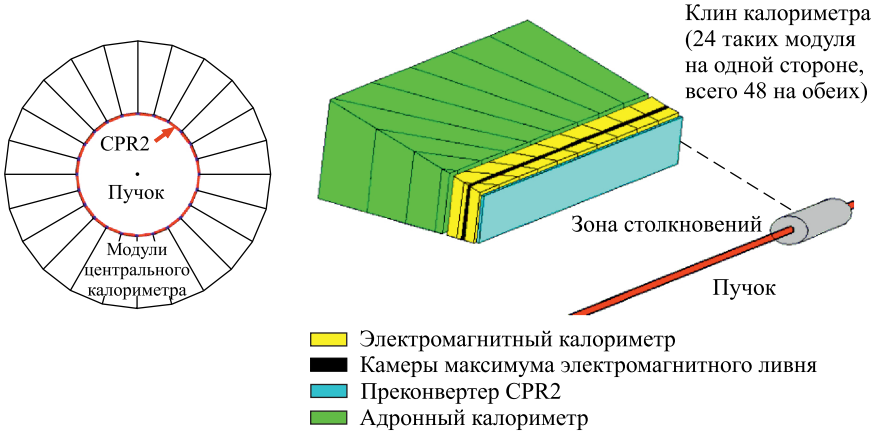


Рис. 46. Модуль нового детектора Central Preshower (CPR2) и его расположение на CDF

Необходимость модернизации детектора CPR возникла по нескольким причинам. В период Run I Central Preshower базировался на относительно медленных проволочных пропорциональных камерах. С увеличением светимости до  $2 \cdot 10^{32} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  и интервала между сбросами до 132 нс такие детекторы перестали справляться со своей задачей. Кроме того, за время Run I амплитуда импульса сильно уменьшилась из-за деградации сигнальной проволочки. Необходимость улучшения энергетического разрешения требовала увеличения сегментации по псевдобыстроте — в новом детекторе она возросла почти на порядок. Для решения возникших проблем было принято решение в новом CPR вместо проволочных камер использовать более быстрые сцинтилляционные детекторы.

Новый детектор CPR2 был установлен на CDF во время длительной остановки тэватрона с конца августа до середины ноября 2004 г. [148]. Детектор был сегментирован по полярным координатам и собран из сцинтилляционных пластин (тайлов) (рис. 47) размерами  $125 \times 125 \times 20$  мм каждая. Светосбор осуществлялся с помощью спектросмещающего (WLS) оптоволокну, размещенного в специальной ( $\Omega$ -образной) канавке на поверхности тайла. Шесть подобных тайлов, расположенных в два ряда, по три единицы в каждом,

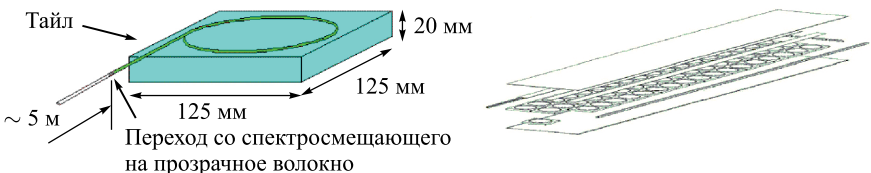


Рис. 47. Сцинтилляционная пластина (тайл). Схема расположения 54 тайлов в модуле

полностью покрывали ближнюю к оси пучка поверхность одной башни центрального калориметра. Детектор был собран из модулей, каждый из которых состоял из 54 тайлов. Всего было создано и установлено 48 таких модулей по числу секторов центрального калориметра. Посредством оптических волокон свет с тайлов транспортировался на специальный оптический разъем и далее через специальный оптоволоконный кабель попадал на 16-канальный ФЭУ Hamamatsu R5900-16 [149]. Изготовление детектирующего элемента CPR2, тайлов и контроль их качества (световыхода) были поручены коллаборацией CDF группе ОИЯИ.

**4.4.1. Изготовление прототипов тайлов.** Сотрудниками ЛЯП был выполнен большой объем научно-исследовательских и опытно-конструкторских разработок (НИОКР), в результате которых в ОИЯИ была создана технология нарезки тайлов из больших пластин с последующей обработкой их граней. Ввиду важности данного этапа НИОКР две пластины размерами  $1800 \times 450 \times 20$  мм каждая были отправлены в INFN (Пиза, Италия) и в Fermilab для дублирования предварительных работ по исследованию их свойств. В итоге были выработаны строгие технологические рекомендации для Опытного производства (ОП) ОИЯИ — по оптимальному режиму резки и последующей обработке граней (фрезерование, чистовая шлифовка). Это позволило нарезать опытную партию тайлов в количестве 100 единиц двумя сериями (55 и 45 шт.) для проверки соответствия линейных размеров размерам, заданным в допусках на чертежах. Измерения производились с помощью цифрового микрометра Mitutoyo HDS-G30. По результатам проверки первой партии (55 шт.) были скорректированы допуски на обработку нарезанных тайлов. Измерения размеров второй контрольной партии (45 шт.) полностью подтвердили правильность выбранных параметров резки и обработки. Далее эти тайлы были отправлены в Fermilab и INFN для дублирования контрольных исследований и окончательного выбора оптимальной конфигурации канавки для оптоволоконка. Результаты НИОКР в ОИЯИ, FNAL, ANL и INFN позволили начать массовое производство тайлов [150].

Следует отметить, что на этапе НИОКР были проведены сравнительные исследования сцинтилляционных пластин различных производителей: MINOS, ОИЯИ, ITEP Group, Vicron. ОИЯИ представлял сцинтилляционные пластины на основе UPS 923D производства НИО «Институт монокристаллов» НАН Украины (Харьков). По критерию «светосбор–цена» лучший результат показал UPS 923D. Он и был выбран в итоге (рис. 48).

Сложность работ определялась чрезвычайно жесткими временными ограничениями: менее чем за 3 месяца требовалось изготовить и отправить в Fermilab более 2800 сцинтилляционных тайлов. Для решения этой задачи было начато изготовление тайлов в ОИЯИ с одновременным использованием производственных мощностей Института монокристаллов НАН Украины (Харьков).

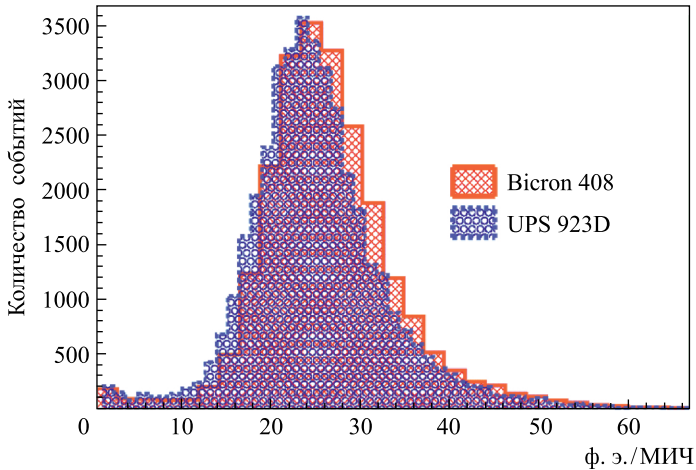


Рис. 48. Светосбор (спектр с АЦП) тайлов Bicron 408 и UPS 923D (с четырьмя витками незазеркаленного оптоволокну WLS PolHiTech, уложенного в прямоугольную канавку глубиной 6 мм) отличается не более чем на 5%

**4.4.2. Методика контроля качества тайлов.** С учетом того, что свет от тайла проходил значительное расстояние до ФЭУ (до 5 м), требование по светосбору составляло не менее 18 фотоэлектронов (ф.э.). Так как изготовление канавки для WLS-оптоволокну происходило в конце производственного цикла, перед сборкой модуля CPR2 на территории США, задачей ОИЯИ на стадии производства в Дубне и в Харькове являлось определение необходимого светосбора тайла без канавки. Суть методики состояла в следующем: вначале измерялся светосбор методом абсолютной калибровки [151] при помощи WLS-оптоволокну и ФЭУ, на втором этапе ФЭУ был приставлен непосредственно к одному из узких торцов тайла. Для проведения исследований было изготовлено несколько прототипов тайлов из сцинтилляционных пластин разного качества. Также использовался радиоактивный источник через коллиматор диаметром 1 мм. Источник устанавливался перпендикулярно большой поверхности тайла на фиксированных расстояниях. Далее измерялся анодный ток ФЭУ, приставленного к узкой грани пластины. Целью данных измерений была выработка опорного параметра для контроля качества тайлов, производимых в Харькове.

Тестирование проводилось в Дубне, Харькове и Fermilab по аналогичным методикам. Так как более 1/3 общего количества тайлов было изготовлено в ОП и ЛЯП ОИЯИ, был разработан и создан стенд (рис.49) для проведения контрольных измерений. Исследуемый тайл помещался в светоизолированный короб, в котором размещались два триггерных счетчика размерами  $80 \times 60 \times 20$  мм каждый, ФЭУ и светодиод для абсолютной калибровки. Иссле-



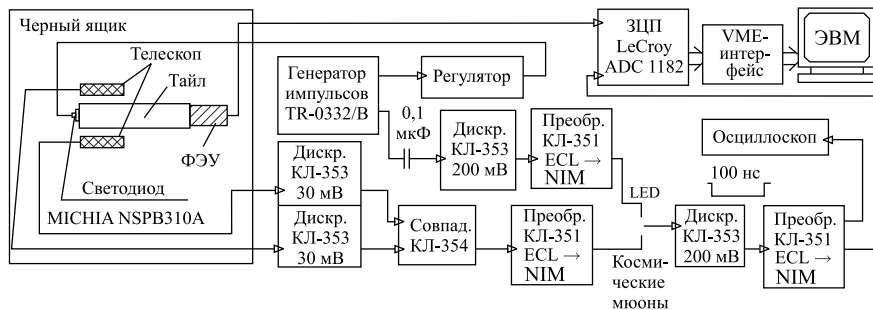


Рис. 49. Блок-схема стенда, созданного и использованного для измерений в ОИЯИ

дования проводились с использованием двух разных ФЭУ: ЕМІ-9813 (Electron Tubes Inc., США) и фотосенсора Н5783 на основе ФЭУ R5600 (Hamamatsu, Япония). Фотокатод ЕМІ-9813 закрывался черной бумагой с отверстием посередине. Диаметр этого отверстия (8 мм) равнялся диаметру фотокатода ФЭУ R5600.

Стенд работал в двух режимах: первый использовался для калибровки спектрометрического канала, второй — для получения зарядовых спектров с тайла от космических мюонов. Полученные в ОИЯИ результаты по корреляции светосбора с WLS-оптоволоконна и с узкой грани тайла хорошо согласовывались с данными, полученными в Fermilab (рис. 50): для обеспечения 18–20 ф. э. с WLS-оптоволоконна необходимо было получить светосбор 14–15 ф. э. с узкой грани тайла. Именно этот параметр являлся определяющим при производстве и отборе тайлов по качеству в ОИЯИ.

**4.4.3. Тестирование тайлов в составе детектора CPR2.** За короткий промежуток времени удалось наладить производство тайлов в ОП ОИЯИ с последующей окончательной обработкой и контролем качества в научно-экспериментальном отделе множественных адронных процессов ЛЯП ОИЯИ. За 2 месяца было изготовлено почти 1000 тайлов со световыходом не менее 20 ф. э./MIP (MIP — минимально ионизирующая частица). За такие же сжатые сроки были налажены производство и контроль качества тайлов в НИО «Институт монокристаллов» НАН Украины (Харьков), где изготовили до 2000 пластин высокого качества. Итоговые измерения в Fermilab и ANL с тайлами позволили получить до 36 и более ф. э./MIP [148]. Достижение столь высокого светосбора с тайла обеспечило регистрацию не менее 12 фотоэлектронов после прохождения всего оптического тракта (до 5 м), что превышает более чем в два раза уровень 5 ф. э./MIP, минимально необходимый для эффективной регистрации калориметром одиночной частицы [152]. Общее количество каналов нового детектора CPR2 было около 2600. Он был успешно установлен на детектор CDF и использовался при наборе статистики в период Run II на тэватроне [153, 154].

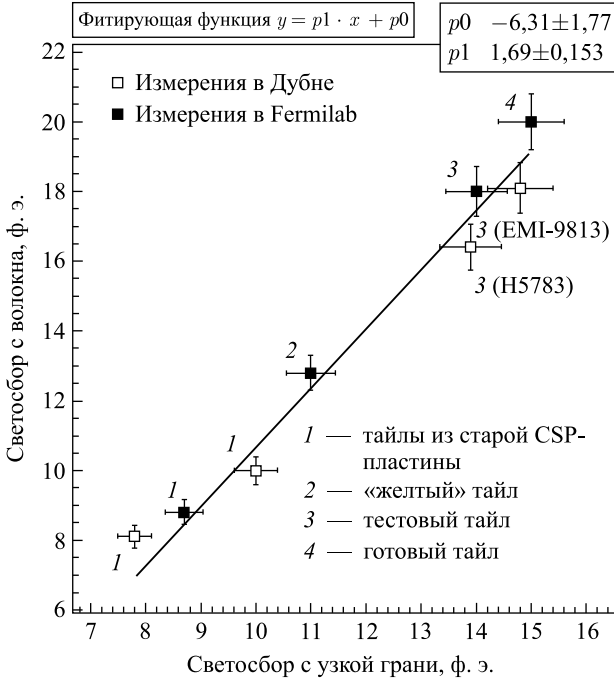


Рис. 50. Корреляция светосбора с WLS-оптоволоконна и с узкой грани тайла

Со времени ввода в эксплуатацию детектора CPR2 накопилось достаточное количество событий от протон-антипротонных столкновений, позволяющее оценить эффективность нового детектора. Коэффициент усиления для каждого канала CPR2 был определен с использованием восстановленных треков MIP, прошедших через тайл. Более чем 99,8 % каналов детектора CPR2 были откалиброваны этим методом. Эта информация использовалась при анализе физических данных.

Таким образом, сохранив достоинства старого преконвертера, новый CPR2 обеспечил 2-кратное увеличение подавления фона от заряженных пионов, что крайне важно при последующей идентификации электрона для мечения  $b$ -струй, возможность идентификации одиночных фотонов (на фоне мезонов) в области энергий больше 35 ГэВ, а также улучшение энергетического разрешения струй, что очень существенно для поиска или экспериментального сужения вероятного интервала массы бозона Хиггса. Также новый преконвертер обладал принципиально новыми качествами: мог работать при светимости до  $3,0 \cdot 10^{32} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  и выше, имел на порядок более высокую гранулярность по псевдобыстроте и на порядок более высокое быстро-

действие, что очень важно в свете уменьшения интервала между сгустками с 396 до 132 нс.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Группа из ОИЯИ успешно сотрудничала с Fermilab в рамках эксперимента CDF в течение 17 лет (с 1997 по 2014 г.). За это время был внесен значительный вклад как в исследовательскую программу на детекторе, так и в разработку, обслуживание, модернизацию и успешную работу отдельных подсистем детектора.

В области физики  $t$ -кварка члены группы из ОИЯИ принимали активное участие в измерении его массы в лептон-струйном и дилептонном каналах распада  $t\bar{t}$ -пары. Впервые для уменьшения статистической погрешности измерения массы  $t$ -кварка в лептон-струйном канале группой было предложено использовать информацию от трех комбинаторных вариантов присвоения струй в событии с наименьшими значениями  $\chi^2$ , а не ограничиваться только одним лучшим вариантом. С помощью моделирования было показано, что использование метода наилучшей линейной несмещенной оценки (BLUE) при объединении решений от трех комбинаций позволяет улучшить статистическую погрешность измерения на 10%. Впервые на основе данных CDF было проведено измерение массы  $t$ -кварка с использованием информации о мечении  $b$ -струй и калибровке шкалы энергии адронных струй по массе  $W$ -бозона на статистике  $318 \text{ pb}^{-1}$ . Для дилептонного канала распада сотрудниками ОИЯИ было создано программное обеспечение, позволившее применить на этапе Run II РНМ-метод для измерения массы  $t$ -кварка: был подготовлен комплекс программ, осуществляющих отбор, кинематический фит событий, вычисляющих оценочную переменную. Также был проведен ряд исследований, позволивших оптимизировать методику измерения: был найден вид наиболее эффективной функции правдоподобия и определен наилучший способ получения оценочной переменной из результатов кинематического фита.

Группа активно работала в области изучения свойств  $t$ -кварка: была проверена гипотеза о существовании экзотического  $t$ -кварка через измерение его заряда и проведен комбинированный анализ для измерений инклюзивной и дифференциальной  $t\bar{t}$ -асимметрии. В коллаборации с коллегами из Братиславы был измерен заряд  $t$ -кварка, измерения позволили с 99%-м уровнем достоверности исключить гипотезу о существовании экзотического  $t$ -кварка. Также члены группы из ОИЯИ принимали участие в поисках бозона Хиггса на тэватроне, в частности, ими был проанализирован  $H \rightarrow \gamma\gamma$  канал распада, который вошел в полный комбинированный анализ.

Группа из ОИЯИ внесла решающий вклад в обеспечение эффективной работы таких подсистем детектора, как сцинтилляционные счетчики мюонного триггера CDF, триггер на основе кремниевого вершинного детектора (SVT-триггер) для отбора событий со вторичными вершинами и предливневый элек-

ромагнитный калориметр (CPR2). Было создано программное обеспечение для управления и контроля за параметрами сцинтилляционных счетчиков мюонной системы, включая программы, написанные на основе пакета iFIX 5.0 (фирма GE Fanuc) для интеграции мюонной системы в глобальную систему мониторинга установки CDF II. Впервые в общую систему мониторинга внедрены новые аппаратные возможности, необходимые для быстрого восстановления работы блоков, управляющих напряжением на мюонных счетчиках в случае сбоев. Создана процедура проверки коммуникативной связи между главным и мюонным серверами в рамках глобальной системы мониторинга. Сотрудниками ОИЯИ подтверждено предположение о том, что для сцинтилляционных счетчиков на основе полистирола, использующих оптоволоконный способ съема света, старение системы «сцинтиллятор + спектросмещающее волокно» определяется в большей степени деградацией сцинтилляционной пластины, а не волокна. Таким образом, была оценена эффективность работы различных типов сцинтилляционных счетчиков в период Run II и составлен план их замены.

С помощью подсистем, которые были модернизированы и обслуживались группой из ОИЯИ, были сделаны замечательные исследования в области  $B$ -физики: открыты  $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ -осцилляции, проведено наблюдение  $\Sigma_b, \Sigma_b^*$  тяжелых барионов, проведено наблюдение и измерение массы  $\Xi_b^-$ -бариона. С момента ввода детектора CDF в эксплуатацию физики из ОИЯИ не только были экспертами по обслуживанию детектирующих систем, но и работали в качестве главных операторов (Ace shifter) по контролю над всей установкой, что предполагает огромную ответственность и детальное знание всей совокупности детектирующих и вспомогательных систем CDF. Роль группы из ОИЯИ была высоко оценена всей коллаборацией CDF и Fermilab.

Члены группы ЛЯП ОИЯИ выражают глубокую благодарность дирекции ЛЯП, коллаборации CDF за возможность участия в работах, коллегам, с которыми они плодотворно работали долгие годы, за всестороннюю помощь, многочисленные полезные дискуссии и очень теплые дружеские отношения.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *The CDF II Collab.* The CDF-II Detector Technical Design Report. Fermilab-Pub-96/390-E. 1996. 234 p.
2. *Abe F. et al. (CDF Collab.)*. Observation of Top Quark Production in  $\bar{p}p$  Collisions with the Collider Detector at Fermilab // Phys. Rev. Lett. 1995. V. 74. P. 2626.
3. *Abachi S. et al. (D0 Collab.)*. Observation of the Top Quark // Ibid. P. 2632.
4. *Chetyrkin K.G., Harlander R., Seidensticker T., Steinhauser M.* Second Order QCD Corrections to  $\Gamma(tWb)$  // Phys. Rev. D. 1999. V. 60. P. 114015.
5. *Czarnecki A., Melnikov K.* Two-Loop QCD Corrections to Top Quark Width // Nucl. Phys. B. 1999. V. 544. P. 520.

6. Gao J., Li C. S., Zhu H. X. Top-Quark Decay at Next-to-Next-to-Leading Order in QCD // Phys. Rev. Lett. 2013. V. 110. P. 042001.
7. Jezabek M., Kuhn J. H. QCD Corrections to Semileptonic Decays of Heavy Quarks // Nucl. Phys. B. 1989. V. 314. P. 1.
8. Bigi I. I., Dokshitzer Y., Khoze V., Kühn J., Zerwas P. Production and Decay Properties of Ultra-Heavy Quarks // Phys. Lett. B. 1986. V. 181. P. 157.
9. Боос Э. Э., Брандт О. Е., Денисов Д. С., Денисов С. П., Граннис П. Д. Топ-кварк (к 20-летию открытия) // УФН. 2015. Т. 185, № 12. С. 1241.
10. Храмов Е. В., Бедняков В. А., Русакович Н. А., Тоноян А. Н. Топ-кварк от тэватрона до LHC // ЭЧАЯ. 2008. Т. 39, вып. 1. С. 216.
11. Pakvasa S., Sugawara H. Mass of the  $t$ -Quark in  $SU(2) \times U(1)$  // Phys. Lett. B. 1979. V. 82. P. 105.
12. Preperata G. Predictions for the Top Quark Mass and for the Generalized Cabibbo Angle // Phys. Lett. B. 1979. V. 82. P. 398.
13. Mahanthappa K. T., Sher M. A. The Mass of the Top Quark in  $SU(5)$  // Phys. Lett. B. 1979. V. 86. P. 294.
14. Behrend H. J. et al. (CELLO Collab.). Search for New Heavy Quarks in  $e^+e^-$  Collisions up to 46.78 GeV CM Energy // Phys. Lett. B. 1984. V. 144. P. 297.
15. Bartel W. et al. (JADE Collab.). Prompt Muons in Multiparticle Events from  $e^+e^-$  Annihilation at PETRA // Phys. Lett. B. 1981. V. 99. P. 277.
16. Adeva B. et al. (The Mark J Collab.). New Particle Searches // Phys. Lett. B. 1985. V. 152. P. 439.
17. Berger C. et al. (PLUTO Collab.). Search for a “Top” Threshold in Hadronic  $e^+e^-$  Annihilation at Energies between 22 and 31.6 GeV // Phys. Lett. B. 1979. V. 86. P. 413.
18. Althoff M. et al. (TASSO Collab.). Measurement of  $R$  and Search for the Top Quark in  $e^+e^-$  Annihilation between 39.8 and 45.2 GeV // Phys. Lett. B. 1984. V. 138. P. 441.
19. Sagawa H. et al. (AMY Collab.). Measurements of  $R$  and a Search for Heavy-Quark Production in  $e^+e^-$  Annihilation at  $\sqrt{s} = 50$  and 52 GeV // Phys. Rev. Lett. 1988. V. 60. P. 93.
20. Abe F. et al. (VENUS Collab.). Measurement of  $R$  and Search for New Quark Flavors Decaying into Multi-Jet Final States in  $e^+e^-$  Collisions between 54.0 and 61.4 GeV CM Energies // Phys. Lett. B. 1990. V. 234. P. 382.
21. Decamp D. et al. (ALEPH Collab.). A Search for New Quarks and Leptons from  $Z^0$  Decay at LEP // Ibid. V. 236. P. 511.
22. Abreu P. et al. (DELPHI Collab.). Search for the  $t$  and  $b'$  Quarks in Hadronic Decays of the  $Z^0$  Boson // Ibid. V. 242. P. 536.
23. Akrawy M. Z. et al. (OPAL Collab.). A Search for the Top and  $b'$  Quarks in Hadronic  $Z^0$  Decays // Ibid. P. 364.

24. *Abrams S. et al. (MARK II Collab.)*. Searches for New Quarks and Leptons Produced in  $Z$ -Boson Decay // *Phys. Rev. Lett.* 1989. V. 63. P. 2447.
25. *Akesson T. et al. (UA2 Collab.)*. Search for Top Quark Production at the CERN  $p\bar{p}$  Collider // *Z. Phys. C.* 1990. V. 46. P. 179.
26. *Abe F. et al. (CDF Collab.)*. Lower Limit on the Top-Quark Mass from Events with Two Leptons in  $\bar{p}p$  Collisions at  $\sqrt{s} = 1.8$  TeV // *Phys. Rev. Lett.* 1992. V. 68. P. 447.
27. *Abe F. et al. (CDF Collab.)*. Limit on the Top-Quark Mass from Proton–Antiproton Collisions at  $\sqrt{s} = 1.8$  TeV // *Phys. Rev. D.* 1992. V. 45. P. 3921.
28. *Abachi S. et al. (D0 Collab.)*. Search for the Top Quark in  $\bar{p}p$  Collisions at  $\sqrt{s} = 1.8$  TeV // *Phys. Rev. Lett.* 1994. V. 72. P. 2138.
29. *Cabibbo N.* Unitary Symmetry and Leptonic Decays // *Phys. Rev. Lett.* 1963. V. 10. P. 531.
30. *Kobayashi M., Maskawa T.* CP Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction // *Prog. Theor. Phys.* 1973. V. 49. P. 652.
31. *Abe F. et al. (CDF Collab.)*. Evidence for Top Quark Production in  $\bar{p}p$  Collisions at  $\sqrt{s} = 1.8$  TeV // *Phys. Rev. D.* 1994. V. 50. P. 2966.
32. *Abachi S. et al. (D0 Collab.)*. Observation of the Top Quark // *Phys. Rev. Lett.* 1995. V. 74. P. 2629.
33. *Czakon M., Fiedler P., Mitov A.* Total Top-Quark Pair-Production Cross Section at Hadron Colliders through  $O(\alpha_S^4)$  // *Phys. Rev. Lett.* 2013. V. 110. P. 252004.
34. *Czakon M., Fiedler P., Mitov A.* Resolving the Tevatron Top Quark Forward-Backward Asymmetry Puzzle: Fully Differential Next-to-Next-to-Leading-Order Calculation // *Phys. Rev. Lett.* 2015. V. 115. P. 052001.
35. *Aaltonen T. et al. (CDF Collab.)*. Measurement of the Top-Quark Pair Production Cross Section in Events with Two Leptons and Bottom-Quark Jets Using the Full CDF Data Set // *Phys. Rev. D.* 2013. V. 88. P. 091103.
36. *Aaltonen T. et al. (CDF Collab.)*. Measurement of the Top Pair Production Cross Section in the Dilepton Decay Channel in  $\bar{p}p$  Collisions at  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV // *Phys. Rev. D.* 2010. V. 82. P. 052002.
37. *Bhatti et al. (CDF Collab.)*. Determination of the Jet Energy Scale at the Collider Detector at Fermilab // *Nucl. Instr. Meth. A.* 2006. V. 566. P. 375.
38. *Acosta D. et al. (CDF Collab.)*. Measurement of the  $t\bar{t}$  Production Cross Section in  $\bar{p}p$  Collisions at  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV Using Lepton + Jets Events with Secondary Vertex  $b$ -Tagging // *Phys. Rev. D.* 2005. V. 71. P. 052003.
39. *Sjostrand T., Mrenna S., Skands P.* PYTHIA 6.4 Physics and Manual // *J. High Energy Phys.* 2006. V. 05. P. 026.
40. *Brun R., Bruyant F., Maire M., McPherson A. C., Zancarini P.* GEANT3. CERN Report No. CERN-DD/EE/84-1. 1987. 308 p.

41. *Campbell J. M., Ellis R. K.* Update on Vector Boson Pair Production at Hadron Colliders // *Phys. Rev. D.* 1999. V. 60. P. 113006.
42. *Martin A. D., Stirling W. J., Thorne R. S., Watt G.* Parton Distributions for the LHC // *Eur. Phys. J. C.* 2009. V. 63. P. 189.
43. *Mangano M., Piccinini F., Polosa A. D., Moretti M., Pittau R.* ALPGEN, a Generator for Hard Multiparton Processes in Hadronic Collisions // *J. High Energy Phys.* 2003. V. 07. P. 001.
44. *Baur U., Berger E. L.* Probing the  $WW\gamma$  Vertex at the Fermilab Tevatron Collider // *Phys. Rev. D.* 1990. V. 41. P. 1476.
45. *Baur U., Han T., Ohnemus J.* QCD Corrections to Hadronic  $W\gamma$  Production with Nonstandard  $WW\gamma$  Couplings // *Phys. Rev. D.* 1993. V. 48. P. 5140.
46. *Aaltonen T. et al. (CDF Collab.).* Combination of Measurements of the Top-Quark Pair Production Cross Section from the Tevatron Collider // *Phys. Rev. D.* 2014. V. 89. P. 072001.
47. *Willenbrock S. S. D., Dicus D. A.* Production of Heavy Quarks from  $W$ -Gluon Fusion // *Phys. Rev. D.* 1986. V. 34. P. 155.
48. *Kidonakis N.* Next-to-Next-to-Leading Logarithm Resummation for  $s$ -Channel Single Top Quark Production // *Phys. Rev. D.* 2010. V. 81. P. 054028.
49. *Kidonakis N.* Next-to-Next-to-Leading-Order Collinear and Soft Gluon Corrections for  $t$ -Channel Single Top Quark Production // *Phys. Rev. D.* 2011. V. 83. P. 091503.
50. *Aaltonen T. et al. (CDF Collab.).* Observation of Electroweak Single Top-Quark Production // *Phys. Rev. Lett.* 2009. V. 103. P. 092002.
51. *Abazov V. et al. (D0 Collab.).* Observation of Single Top-Quark Production // *Ibid.* P. 092001.
52. *Neal R. M.* Bayesian Learning for Neural Networks. New York: Springer, 1996. 185 p.
53. *Aaltonen T. et al. (CDF Collab.).* Measurement of the Single Top Quark Production Cross Section and  $|V_{tb}|$  in 1.96 TeV  $\bar{p}p$  Collisions with Missing Transverse Energy and Jets and Final CDF Combination // *Phys. Rev. D.* 2016. V. 93. P. 032011.
54. *Freeman J., Junk T., Kirby M., Oksuzian Y., Phillips T. J., Snider F. D., Trovato M., Vizan J., Yao W. M.* Introduction to HOBIT, a  $b$ -Jet Identification Tagger at the CDF Experiment Optimized for Light Higgs Boson Searches // *Nucl. Instr. Meth. A.* 2013. V. 697. P. 64.
55. *Alioli S., Nason P., Olearic C., Re E.* A General Framework for Implementing NLO Calculations in Shower Monte Carlo Programs: The POWHEG BOX // *J. High Energy Phys.* 2010. V. 06. P. 043.
56. *Lai H. L., Huston J., Kuhlmann S., Morfin J., Olness F., Owens J. F., Pumplin J., Tung W. K.* Global QCD Analysis of Parton Structure of the Nucleon: CTEQ5 Parton Distributions // *Eur. Phys. J. C.* 2000. V. 12. P. 375.
57. GEANT, Detector Description and Simulation Tool. CERN Program Library Long Writeup Report No. W5013. 1993. 428 p.

58. *Aaltonen T. et al. (CDF Collab.)*. Search for  $s$ -Channel Single-Top-Quark Production in Events with Missing Energy plus Jets in  $\bar{p}p$  Collisions at  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV // *Phys. Rev. Lett.* 2014. V. 112. P. 231805.
59. *Aaltonen T. et al. (CDF Collab.)*. Observation of the Production of a  $W$  Boson in Association with a Single Charm Quark // *Phys. Rev. Lett.* 2013. V. 110. P. 071801.
60. *Barnreuther P., Czakon M., Mitov A.* Percent-Level-Precision Physics at the Tevatron: Next-to-Next-to-Leading Order QCD Corrections to  $\bar{q}q \rightarrow t\bar{t} + X$  // *Phys. Rev. Lett.* 2012. V. 109. P. 132001.
61. *Baglio J., Djouadi A.* Predictions for Higgs Production at the Tevatron and the Associated Uncertainties // *J. High Energy Phys.* 2010. V. 10. P. 064.
62. *Klimenko S., Konigsberg J., Liss T.M.* Averaging of the Inelastic Cross Sections Measured by the CDF and the E811 Experiments. Preprint FERMILAB-FN-0741. 2003. 6 p.
63. *Acosta D. et al. (CDF Collab.)*. The Performance of the CDF Luminosity Monitor // *Nucl. Instr. Meth. A.* 2002. V. 494. P. 57.
64. *Aaltonen T. et al. (CDF Collab.)*. Measurement of the Single Top Quark Production Cross Section and  $|V_{tb}|$  in Events with One Charged Lepton, Large Missing Transverse Energy, and Jets at CDF // *Phys. Rev. Lett.* 2014. V. 113. P. 261804.
65. *Bednyakov A.V., Kniehl B.A., Pikelner A.F., Veretin O.L.* Stability of the Electroweak Vacuum: Gauge Independence and Advanced Precision // *Phys. Rev. Lett.* 2015. V. 115, No. 20. P. 201802.
66. *Neyman J., Pearson E.S.* On the Problem of the Most Efficient Test of Statistical Hypotheses // *Phil. Trans. Roy. Soc. London A.* 1933. V. 231. P. 289.
67. *Buckley A., Butterworth J., Gieseke S., Grellscheid D., Höche S., Hoeth H., Krauss F., Lönnblad L., Nurse E., Richardson P., Schumann S., Seymour M.H., Sjöstrand T., Skands P., Webber B.* General-Purpose Event Generators for LHC Physics // *Phys. Rep.* 2011. V. 504. P. 145.
68. *Hoang A.H., Stewart I.W.* Top Mass Measurements from Jets and the Tevatron Top-Quark Mass // *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* 2008. V. 185. P. 220.
69. *Aaltonen T. et al. (CDF Collab.)*. Cross-Section-Constrained Top-Quark Mass Measurement from Dilepton Events at the Tevatron // *Phys. Rev. Lett.* 2008. V. 100. P. 062005.
70. *Cacciari M., Frixione S., Mangano M.L., Nason P., Ridol G.* QCD Analysis of First  $b$  Cross Section Data at 1.96 TeV // *J. High Energy Phys.* 2004. V. 07. P. 033.
71. *Erbacher R. et al.* Preliminary Event Selection and  $t\bar{t}$  Signal Acceptance of the Winter 2005 Top Lepton + Jets Sample. CDF Internal Note 7372. 2005. 15 p.
72. *Прокошин Ф.В.* Измерение массы топ-кварка на однолептонной выборке событий эксперимента CDF. Дис. . . . канд. физ.-мат. наук. Дубна: ОИЯИ, 2011.
73. *Abulencia A. et al. (CDF Collab.)*. Top Quark Mass Measurement Using the Template Method in the Lepton + Jets Channel at CDF II // *Phys. Rev. D.* 2006. V. 73. P. 032003.



74. *Abulencia A. et al. (CDF Collab.)*. Precision Top-Quark Mass Measurement in the Lepton + Jets Topology in  $\bar{p}p$  Collisions at  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV // *Phys. Rev. Lett.* 2006. V. 96. P. 022004.
75. *Aaltonen T. et al. (CDF Collab.)*. Top Quark Mass Measurement Using the Template Method at CDF // *Phys. Rev. D.* 2011. V. 83. P. 111101.
76. *Abazov V.M. et al. (D0 Collab.)*. Measurement of the Top-Quark Mass in  $\bar{p}p$  Collisions Using Events with Two Leptons // *Phys. Rev. D.* 2012. V. 86. P. 051103.
77. *Aaltonen T. et al. (CDF Collab.)*. Measurement of the Top-Quark Mass in the  $\bar{t}t$  Dilepton Channel Using the Full CDF Run II Data Set // *Phys. Rev. D.* 2015. V. 92. P. 032003.
78. *Aaltonen T. et al. (CDF Collab.)*. Measurements of the Top-Quark Mass Using Charged Particle Tracking // *Phys. Rev. D.* 2010. V. 81. P. 032002.
79. *Aaltonen T. et al. (CDF Collab.)*. Measurement of the Top Quark Mass in the Lepton + Jets Channel Using the Lepton Transverse Momentum // *Phys. Lett. B.* 2011. V. 698. P. 371.
80. *Aaltonen T. et al. (CDF Collab.)*. First Simultaneous Measurement of the Top Quark Mass in the Lepton + Jets and Dilepton Channels at CDF // *Phys. Rev. D.* 2009. V. 79. P. 092005.
81. *Aaltonen T. et al. (CDF Collab.)*. Measurement of the Top Quark Mass at CDF Using the “Neutrino  $\phi$  Weighting” Template Method on a Lepton plus Isolated Track Sample // *Ibid.* P. 072005.
82. *Abulencia A. et al. (CDF Collab.)*. Measurement of the Top Quark Mass Using Template Methods on Dilepton Events in  $\bar{p}p$  Collisions at  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV // *Phys. Rev. D.* 2006. V. 73. P. 112006.
83. *Aaltonen T. et al. (CDF and D0 Collabs.)*. Combination of the Top-Quark Mass Measurements from the Tevatron Collider // *Phys. Rev. D.* 2012. V. 86. P. 092003.
84. *Aaltonen T. et al. (CDF Collab.)*. Exclusion of Exotic Top-Like Quarks with  $-4/3$  Electric Charge Using Jet-Charge Tagging in Single-Lepton  $\bar{t}t$  Events at CDF // *Phys. Rev. D.* 2013. V. 88. P. 032003.
85. *Field R.D., Feynman R.P.* A Parametrization of the Properties of Quark Jets // *Nucl. Phys. B.* 1978. V. 136. P. 1.
86. *Barate R. et al. (ALEPH Collab.)*. Determination of  $A_{FB}^b$  Using Jet Charge Measurements in  $Z$  Decays // *Phys. Lett. B.* 1998. V. 426. P. 217.
87. *Sjostrand T., Edén P., Friberg C., Lönnblad L., Miu G., Mrenna S., Norrbin E.* High-Energy-Physics Event Generation with Pythia 6.1 // *Comp. Phys. Commun.* 2001. V. 135. P. 238.
88. *Corcella G., Knowles I.G., Marchesini G., Moretti S., Odagiri K., Richardson P., Seymour M.H., Webber B.R.* HERWIG 6: An Event Generator for Hadron Emission Reactions with Interfering Gluons (Including Supersymmetric Processes) // *J. High Energy Phys.* 2001. V. 01. P. 010.

89. *Grindhammer G., Rudowicz M., Peters S.* The Fast Simulation of Electromagnetic and Hadronic Showers // Nucl. Instr. Meth. A. 1990. V. 290. P. 469.
90. *Abulencia A. et al. (CDF Collab.)*. Measurement of the  $\bar{t}t$  Production Cross Section in  $\bar{p}p$  Collisions at  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 97. P. 082004.
91. *Pumplin J., Stump D. R., Huston J., Lai H. L., Nadolsky P., Tung W. K.* New Generation of Parton Distributions with Uncertainties from Global QCD Analysis 2002 // J. High Energy Phys. 2002. V. 07. P. 012.
92. *Martin D., Roberts R. G., Stirling W. J., Thorne R. S.* Parton Distributions and the LHC:  $W$  and  $Z$  Production // Eur. Phys. J. C. 2000. V. 14. P. 133.
93. *Kass R. E., Raftery A. E.* Bayes Factors // J. Am. Statist. Association. 1995. V. 90. P. 773.
94. *Kidonakis N.* Top Quark Forward–Backward Asymmetry at Approximate  $N^3\text{LO}$  // Phys. Rev. D. 2015. V. 91. P. 071502.
95. *Aaltonen T. et al. (CDF Collab.)*. Measurement of the Forward–Backward Asymmetry of Top-Quark and Antiquark Pairs Using the Full CDF Run II Data Set // Phys. Rev. D. 2016. V. 93. P. 112005.
96. *Aaltonen T. et al. (CDF Collab.)*. Measurement of the Inclusive Leptonic Asymmetry in Top-Quark Pairs that Decay to Two Charged Leptons at CDF // Phys. Rev. Lett. 2014. V. 113. P. 042001.
97. *Frixione S., Nason P., Ridolfi G.* A Positive-Weight Next-to-Leading-Order Monte Carlo for Heavy Flavour Hadroproduction // J. High Energy Phys. 2007. V. 09. P. 126.
98. *Aaltonen T. et al. (CDF Collab.)*. Measurement of the Differential Cross Section  $d\sigma/d(\cos \theta_t)$  for Top-Quark Pair Production in  $\bar{p}p$  Collisions at  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV // Phys. Rev. Lett. 2013. V. 111. P. 182002.
99. *Alwall J., Demin P., Visscher S., Frederix R., Herquet M., Maltoni F., Plehn T., Rainwater D. L., Stelzer T.* MadGraph/MadEvent v4: The New Web Generation // J. High Energy Phys. 2007. V. 09. P. 028.
100. *Olive K. et al. (PDG)*. Review of Particle Physics // Chin. Phys. C. 2014. V. 38. P. 090001.
101. *Kuhn J. H., Rodrigo G.* Charge Asymmetry of Heavy Quarks at Hadron Colliders // Phys. Rev. D. 1999. V. 59. P. 054017.
102. *Czakon M., Fiedler P., Heymes D., Mitov A.* NNLO QCD Predictions for Fully-Differential Top-Quark Pair Production at the Tevatron // J. High Energy Phys. 2016. V. 05. P. 034.
103. *Aaltonen T. et al. (CDF Collab.)*. Measurement of the Top Quark Forward–Backward Production Asymmetry and Its Dependence on Event Kinematic Properties // Phys. Rev. D. 2013. V. 87. P. 092002.
104. *Stange A., Marciano W., Willenbrock S.* Higgs Bosons at the Fermilab Tevatron // Phys. Rev. D. 1994. V. 49. P. 1354.

105. *Aad G. et al. (ATLAS Collab.)*. Observation of a New Particle in the Search for the Standard Model Higgs Boson with the ATLAS Detector at the LHC // *Phys. Lett. B*. 2012. V. 716. P. 1.
106. *Chatrchyan S. et al. (CMS Collab.)*. Observation of a New Boson at a Mass of 125 GeV with the CMS Experiment at the LHC // *Ibid.* P. 30.
107. *Aaltonen T. et al. (CDF Collab.)*. Evidence for a Particle Produced in Association with Weak Bosons and Decaying to a Bottom–Antibottom Quark Pair in Higgs Boson Searches at the Tevatron // *Phys. Rev. Lett.* 2012. V. 109. P. 071804.
108. *Aaltonen T. et al. (CDF Collab.)*. Combination of Tevatron Searches for the Standard Model Higgs Boson in the  $W^+W^-$  Decay Mode // *Phys. Rev. Lett.* 2010. V. 104. P. 061802.
109. *Aaltonen T. et al. (CDF Collab.)*. Higgs Boson Studies at the Tevatron // *Phys. Rev. D*. 2013. V. 88. P. 052014.
110. *Abazov V. M. et al. (D0 Collab.)*. Combined Search for the Higgs Boson with the D0 Experiment // *Ibid.* P. 052011.
111. *Bhat P. C.* Multivariate Analysis Methods in Particle Physics // *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 2011. V. 61. P. 281.
112. *Aaltonen T. et al. (CDF Collab.)*. Search for the Standard Model Higgs Boson Decaying to a  $b\bar{b}$  Pair in Events with One Charged Lepton and Large Missing Transverse Energy Using the Full CDF Data Set // *Phys. Rev. Lett.* 2012. V. 109. P. 111804.
113. *Aaltonen T. et al. (CDF Collab.)*. Updated Search for the Standard Model Higgs Boson in Events with Jets and Missing Transverse Energy Using the Full CDF Data Set // *Phys. Rev. D*. 2013. V. 87. P. 052008.
114. *Aaltonen T. et al. (CDF Collab.)*. Search for the Standard Model Higgs Boson Decaying to a  $b\bar{b}$  Pair in Events with Two Oppositely Charged Leptons Using the Full CDF Data Set // *Phys. Rev. Lett.* 2012. V. 109. P. 111803.
115. *Aaltonen T. et al. (CDF Collab.)*. Search for the Higgs Boson in the All-Hadronic Final State Using the Full CDF Data Set // *J. High Energy Phys.* 2013. V. 02. P. 004.
116. *Aaltonen T. et al. (CDF Collab.)*. Search for the Standard Model Higgs Boson Produced in Association with Top Quarks Using the Full CDF Data Set // *Phys. Rev. Lett.* 2012. V. 109. P. 181802.
117. *Aaltonen T. et al. (CDF Collab.)*. Searches for the Higgs Boson Decaying to  $W^+W^- \rightarrow l^+\nu l^-\bar{\nu}$  with the CDF II Detector // *Phys. Rev. D*. 2013. V. 88. P. 052012.
118. *Aaltonen T. et al. (CDF Collab.)*. Search for a Low-Mass Standard Model Higgs Boson in the  $\tau\tau$  Decay Channel in  $p\bar{p}$  Collisions at  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV // *Phys. Rev. Lett.* 2012. V. 108. P. 181804.
119. *Aaltonen T. et al. (CDF Collab.)*. Search for a Higgs Boson in the Diphoton Final State Using the Full CDF Data Set from  $p\bar{p}$  Collisions at  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV // *Phys. Lett. B*. 2012. V. 717. P. 173.

120. *Aaltonen T. et al. (CDF Collab.)*. Novel Inclusive Search for the Higgs Boson in the Four-Lepton Final State at CDF // *Phys. Rev. D*. 2012. V. 86. P. 072012.
121. *Aaltonen T. et al. (CDF, D0 Collabs.)*. Higgs Boson Studies at the Tevatron // *Phys. Rev. D*. 2013. V. 88. P. 052014.
122. *Junk T.R., Juste A.* Review of Physics Results from the Tevatron: Higgs Boson Physics // *Intern. J. Mod. Phys. A*. 2015. V. 30. P. 1541006.
123. *Anastasiou C., Boughezal R., Petriello F.* Mixed QCD-Electroweak Corrections to Higgs Boson Production in Gluon Fusion // *J. High Energy Phys.* 2009. V. 04. P. 003.
124. *De Florian D., Grazzini M.* Higgs Production through Gluon Fusion: Updated Cross Sections at the Tevatron and the LHC // *Phys. Lett. B*. 2009. V. 674. P. 291.
125. *Beenakker W., Dittmaier S., Krämer M., Plümper B., Spira M., Zerwas P.M.* Higgs Radiation off Top Quarks at the Tevatron and the LHC // *Phys. Rev. Lett.* 2001. V. 87. P. 201805.
126. *Frixione S., Webber B.R.* Matching NLO QCD Computations and Parton Shower Simulations // *J. High Energy Phys.* 2002. V. 06. P. 029.
127. *Kidonakis N.* Single Top Quark Production at the Fermilab Tevatron: Threshold Resummation and Finite-Order Soft Gluon Corrections // *Phys. Rev. D*. 2006. V. 74. P. 114012.
128. *Nakamura K. et al. (PDG)*. Review of Particle Physics // *J. Phys. G*. 2010. V. 37. P. 075021.
129. *Fisher W.* Systematics and Limit Calculations. FERMILAB-TM-2386-E. 2006. 6 p.
130. *Aaltonen T. et al. (CDF Collab.)*. Search for a Higgs Boson in the Diphoton Final State Using the Full CDF Data Set from  $p\bar{p}$  Collisions at  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV // *Phys. Lett. B*. 2012. V. 717. P. 173.
131. *Abazov V.M. et al. (D0 Collab.)*. Search for a Higgs Boson in Diphoton Final States with the D0 Detector in  $9.6 \text{ fb}^{-1}$  of  $p\bar{p}$  Collisions at  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV // *Phys. Rev. D*. 2013. V. 88. P. 052007.
132. *Артиков А., Пухов О., Члачидзе Г., Чохели Д.* Сцинтилляционные счетчики мюонной системы установки CDF II // ЭЧАЯ. 2008. Т. 39, вып. 3. С. 788.
133. *Artikov A., Budagov J., Chirikov-Zorin I., Chokheli D., Kolomoets V., Lyablin M., Pukhov O., Sissakian A., Bellettini G., Menzione A., Scribano A., Pauletta G., Grinyov B., Lebedev V., Lyubynskiy V., Senchyshyn V., Kovtun V., Zaljubovsky I., Tokar S., Giokaris N., Manousakis-Katsikakis A.* New-Generation Large-Area Muon Scintillation Counters with Wavelength Shifter Fiber Readout for CDF II // *Part. Nucl., Lett.* 2006. No. 3[132]. P. 81.
134. *Artikov A., Budagov J., Chirikov-Zorin I., Chokheli D., Kolomoets V., Lyablin M., Pukhov O., Sissakian A., Bellettini G., Cervel F., Incagli M., Menzione A., Palmonarib A., Scribano A., Stefanini A., Cauzc D., Grassmann H., Pauletta G., Manousakis-Katsikakis A.* Design and Construction of New Central and Forward Muon Counters for CDF II // *Nucl. Instr. Meth. A*. 2005. V. 538. P. 358.

135. Artikov A., Budagov J., Chirikov-Zorin I., Chokheli D., Kolomoets V., Lyablin M., Pukhov O., Sissakian A., Bellettini G., Cervelli F., Incagli M., Menzione A., Palmonari F., Scribano A., Stefanini A., Cauz D., Grassmann H., Pauletta G., Santi L., Introzzi G., Penzo A., Iori M., Grinyov B., Lagutin V., Lebedev V., Lyubynskiy V., Senchyshyn V., Kovtun V., Zaljubovsky I., Fedorko I., Tokar S., Giakoumopoulou V., Giokaris N., Manousakis-Katsikakis A. Design and Construction of New Central and Forward Muon Counters for CDF II. CDF Note: CDF/PUB/MUON/PUBLIC/6926. 2004. 19 p.
136. Pauletta G. Scintillation Counters for the CDF Muon Upgrade // Intern. J. Mod. Phys. A. 2001. V. 16, Suppl. 1C. P. 1139.
137. Cabrera S., Cauz D., Dreossi D., Ebina K., Iori M., Incagli M., Introzzi G., Menzione A., Pauletta G., Ogawa T., Penzo A., Santi I., Velev G., Vila I., Yoritaet K. Making the Most of Aging Scintillator // Nucl. Instr. Meth. A. 2000. V. 453. P. 245.
138. Fernandez J., Introzzi G., Pauletta G., Velev G., Vilar R. Test of the Central Muon Extension Scintillators (CSX). CDF Note 5006. 1999. 10 p.
139. Giromini P., Gordon A., Kustenbaum D., Michail G., Schlabach P., Troconiz J. The Central Muon Extension Scintillators (CSX). CDF Note 3989. 1996. 8 p.
140. Artikov A., Bellettini G., Budagov J., Cervelli F., Chirikov-Zorin I., Chlachidze G., Chokheli D., Dreossi D., Incagli M., Menzione A., Pauletta G., Penzo A., Pukhov O., Scribano A., Stefanini A. The “Miniskirt” Counter Array at CDF-II // Part. Nucl., Lett. 2002. No. 5[114]. P. 25.
141. Artikov A., Bellettini G., Budagov J., Cervelli F., Chirikov-Zorin I., Chlachidze G., Chokheli D., Dreossi D., Incagli M., Menzione A., Pauletta G., Penzo A., Pukhov O., Scribano A., Stefanini A. The “Miniskirt” Counter Array at CDF-II. CDF Note CDF/PUB/MUON/PUBLIC/6105. 2002. 8 p.
142. Ginsburg C.M. et al. (CDF Collab.). CDF Intermediate Muon Trigger. CDF Note 7694. 2005.
143. Артиков А.М., Глаголев В.В., Прокошин Ф.В., Симоненко А.В., Чохели Д. Модернизированная система контроля сцинтилляционных счетчиков мюонного триггера установки CDF II // Письма в ЭЧАЯ. 2010. Т. 7, №6(162). С. 686.
144. Amendolia S.R., Galeotti S., Morsani F., Passuello D., Ristori L., Sciacca G., Turini N. The AMchip: A Full-Custom CMOS VLSI Associative Memory for Pattern Recognition // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1992. V. 39. P. 795.
145. Ashmanskas W., Belforte S., Budagov J., Carosi R., Cerri A., Chlachidze G., Donati S., Fiori I., Glagolev V., Punzi G., Ristori L., Sarkar S., Semenov A., Sissakian A., Spinella F. CDF Silicon Vertex Tracker: Tevatron RUN II Preliminary Results // Part. Nucl., Lett. 2002. No. 5[114]. P. 12.
146. Ashmanskas B., Barchiesi A., Bardi A., Bari M., Baumgart M., Belforte S., Berryhill J., Bogdan M., Carosi R., Cerri A., Chlachidze G., Culberston R., Dell’Orso M., Donati S., Fiori I., Frisch H., Galeotti S., Giannetti P., Glagolev V., Leger A., Liu Y., Meschi E., Moneta I., Morsani F., Nakaya T., Punzi G., Rescigno M., Ristori L., Sanders H., Sarkar S., Semenov A., Shochet M., Speer T., Spinella F., Vataga H.,

- Wu X., Yang U., Zanello L., Zanetti A.M. Initial Experience with the CDF SVT Trigger // Nucl. Instr. Meth. A. 2003. V. 501. P. 201.
147. Blair R., Huston J., Kuhlmann S., Nodulman L., Rostovtsev A., Wicklund A.B. Proposal to Replace the Central Preshower Detector and Central Crack Chambers with an Integrated Scintillator Detector (CPR2). CDF Note 5519. 2001.
148. Huston J., Kuhlmann S., Lami S., Lindgren M., Lukens P., Nodulman L., Roser R. Proposal to Install the New CPR2 inside the BO Collision Hall. CDF Note 6653. 2003.
149. Unel M.K., Tesarek R.J. Beam Halo Monitoring at CDF // Nucl. Instr. Meth. A. 2003. V. 506. P. 7.
150. Lami S., Ma Y. Test of the CPR2 Tile/Fiber System. CDF Note 6678. 2003.
151. Chirikov-Zorin I., Fedorko I., Menzione A., Pikna M., Sykora I., Tokar S. Method for Precise Analysis of the Metal Package Photomultiplier Single Photoelectron Spectra // Nucl. Instr. Meth. A. 2001. V. 456. P. 310.
152. Goulianos K., Lami S. A Ball-Shaped Groove for the CPR2 Tiles. CDF Note 6785. 2003.
153. Artikov A., Boudagov J., Chokheli D., Drake G., Gallinaro M., Giunta M., Grudzin-ski J., Huston J., Iori M., Kim D., Kim M., Kimura N., Kuhlmann S., Lami S., Miller R., Nakamura K., Nodulman L., Penzo A., Sato K., Suh J., Turini N., Ukega-wa F., Yamada Y. CDF Central Preshower and Crack Detector Upgrade. Fermilab Preprint FERMILAB PUB-07-023-E. 2007. 22 p.
154. Ashmanskas W., Bardi A., Bari M., Belforte S., Berryhill J., Bogdan M., Cerri A., Clark A.G., Chlachidze G., Condorelli R., Culbertson R., Dell'Orso M., Donati S., Frisch H.J., Galeotti S., Giannetti P., Glagolev V., Leger A., Meschi E., Morsani F., Nakaya T., Punzi G., Ristori L., Sanders H., Semenov A., Signorelli G., Shochet M., Speer T., Spinella F., Wilson P., Wu X., Zanetti A.M. The CDF Silicon Vertex Tracker: Online Precision Tracking of the CDF Silicon Vertex Detector // Nuovo Cim. A. 1999. V. 112, No. 11. P. 1239.