МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ ИМЕНИ
М.В. ЛОМОНОСОВА
НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ
ФИЗИКИ ИМЕНИ Д.В. СКОБЕЛЬЦИНА

На правах рукописи

Дудко Лев Владимирович

"Одиночное рождение t-кварка на Tevatron в эксперименте DØ. Феноменологические аспекты рождения t-кварка и Хиггс-бозона на современных и будущих коллайдерах."

01.04.23 – Физика высоких энергий

ДИССЕРТАЦИЯ
на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научные руководители:
доктор
физико-математических наук
Боос Э.Э.
профессор, доктор
физико-математических наук
Ермолов П.Ф.

Москва - 2001

Оглавление

Введение **4**

1 Феноменология электрослабого рождения топ-кварков на адронных коллайдерах **9**

1.1 Постановка задачи 9
1.2 Процессы с рождением топ-кварка. 10
1.3 Фоновые процессы. 21
1.4 Основные результаты 27

2 Анализ возможных аномальных Wtb связей в рождении одиночного топ-кварка. **33**

2.1 Постановка задачи 33
2.2 Основные процессы 34
2.3 Аномальные Wtb связи 37
2.4 Оптимальные переменные, подавление фона и структура сингулярностей в фейнмановских диаграммах 38
2.5 Распределения и численные результаты 40
2.6 Основные результаты 52

3 Поиск электрослабого рождения топ кварков на DØ детекторе коллайдера Tevatron (Run I). **53**

3.1 Исследуемые процессы 53
3.2 Отбор событий 55
3.2.1 Критерии предварительного отбора 56
3.2.2 Критерии начального отбора 61
3.2.3 Критерии жесткого отбора 64
3.3 Результаты 64
3.3.1 Систематические ошибки 66
3.3.2 Ограничения на сечения сигнальных процессов . . . 67
3.4 Основные результаты 74

4 Применение метода нейронных сетей к экспериментальному поиску электрослабого рождения топ кварков на DØ детекторе коллайдера Tevatron. 75
4.1 Метод нейронных сетей 76
4.1.1 Выбор оптимальных кинематических переменных . . 80
4.1.2 Проверка нейронных сетей 83
4.2 Применение метода нейронных сетей 84
4.2.1 Внесенные изменения по сравнению с классическим анализом 85
4.2.2 Использование нейронной сети для удаления событий с космическими мюонами 86
4.2.3 Новые критерии начального отбора событий 87
4.2.4 Структура созданных нейронных сетей 92
4.2.5 Распределение выхода созданных нейронных сетей для сигнала и фона 98
4.2.6 Распределение выхода созданных нейронных сетей для DØ данных и смоделированных событий 98
4.2.7 Эффективность применения нейронных сетей 104
4.3 Результаты применения нейронных сетей 104
4.3.1 Систематические ошибки 104
4.3.2 Акцептанс сигнала и набранное число событий . . . 115
4.3.3 Ограничения на сечения рождения одиночного t-кварка 115
4.4 Основные результаты 115

5 Рождение бозона Хиггса на коллайдере LEP II под резонансным порогом. 124
5.1 Исследуемые процессы 124
5.2 Сечения процессов 126
5.3 Адронизация и отклик детектора 130
5.4 Основные результаты 132

Заключение 135

Благодарности 137

Литература 138

Введение

Одна из важнейших задач современной физики элементарных частиц – проверка и анализ предсказаний Стандартной Модели (СМ). В настоящее время СМ находится в хорошем согласии с экспериментом. Открытие в 1995 г. на коллайдере Tevatron (США) рождения топ-кварка в сильных взаимодействиях завершает целостную картину фермионов 3-го поколения и является знаменательным подтверждением успеха СМ.

Электрослабая модель, объединенная с КХД, представляет собой современную калибровочную теорию взаимодействия элементарных частиц и описывает феноменологию этих взаимодействий вплоть до масштабов в несколько сотен ГэВ. Однако существует ряд открытых вопросов, говорящих о том, что СМ не может быть признана окончательной теорией.

Экспериментально открытые кварки и лептоны имеют различные массы, спектр которых не может быть вычислен в рамках СМ. Кварки и лептоны группируются в 3 поколения. СМ не может дать ответ о причине существования именно такого числа поколений фермионов. Серьезный вопрос вызывает и хиггсовский сектор. Скалярный хиггсовский бозон необходим теории для того, чтобы "слабые" бозоны стали массивными, а фермионы приобрели массы через юкавские константы связи, вводимые в теорию как свободные параметры. Масса хиггсовского бозона не фиксируется теорией, причем эта частица еще не найдена. Константы электрослабых и сильных взаимодействий не связаны друг с другом, что говорит о возможном существовании более фундаментальной калибровочной группы, объединяющей КХД и электрослабые взаимодействия. Массы кварков и лептонов вместе с параметрами смешивания матрицы Кабиббо-Кобаяши-Маскавы, параметрами хиггсовского потенциала и константами связи калибровочных полей составляют 18 параметров, которые не определяются Стандартной Моделью. $(V-A)$-структура слабых взаимодействий не является внутренним свойством теории, а в соответствии с опытом вносится в модель "руками". Непонятна причина большой разницы в массах фермионов и большая масса

топ-кварка (m_t = 174 ГэВ). Топ-кварк является тяжелым и точечным обьектом одновременно. Это свойство очень необычно. Поэтому многие ученые полагают, что именно изучение свойств топ-кварка и его взаимодействий может быть тем местом в СМ, где отклонения от ее предсказаний проявляются в первую очередь. Изучение одиночного рождения топ-кварка предоставляет в этом плане уникальные возможности.

Таким образом СМ не полна на концептуальном уровне и это говорит о том, что еще предстоит открыть более фундаментальную физическую теорию. Создаваемые и существующие коллайдеры ТэВ-ных энергий призваны дать ответ о границах применимости СМ и о том какая "новая" физика может лежать за ее пределами.

Тема и цель представляемой диссертации непосредственно связаны с изучением потенциальных возможностей современных и будущих ускорителей по экспериментальному поиску рождения топ-кварков в электрослабых взаимодействиях, исследованию сектора топ-кварка СМ, поиску отклонений от предсказаний СМ в структуре Wtb вершины и феноменологические аспекты поиска Хиггсовского бозона.

Диссертация начинается с Введения, в котором обосновывается актуальность работы и дается краткий обзор задач и методов, описанных в диссертации.

В главе 1 представлен феноменологический анализ процессов с рождением одиночного топ-кварка на коллайдерах Tevatron и LHC, а также фоновых процессов. На базе пакета аналитических вычислений CompHEP были созданы Монте-Карло генераторы сигнальных и наиболее сложных фоновых процессов (в рамках СМ). Описываются два способа моделирования сигнальных процессов, реализованных в разных версиях генератора SingleTop. Первая версия генератора включает полные наборы древесных Фейнмановских диаграмм без распада резонансов. Эта версия использовалась в экспериментальном поиске, описанном в главах 3 и 4. В более поздней версии генератора была реализована новая схема моделирования, включающая полные наборы древесных диаграмм с распадами, и с учетом ведущих поправок (NLO) в разложении по теории возмущений на уровне генерации событий. Включение распадов на уровне матричного элемента позволяет правильно моделировать спиновые состояния конечных частиц. Учет NLO поправок достигается за счет разделения фазового пространства на "мягкую" и "жесткую" области, моделированием в "жесткой" области точными древесными вычислениями, а в "мягкой"– с добавлением моделирования КХД-излучения из начальных и конечных кварковых линий. Сечение в "мягкой" области вычисляется на основе точного NLO полного сечения и древесных вычислений в "жесткой" области. Разделяющая граница в фазовом простран-

стве выбирается из условия гладкой сшивки решений на границе.

Проведено моделирование всех основных фоновых процессов; для наиболее сложных процессов (Wjj, $jjb\bar{b}$, jjb) были созданы новые МК генераторы. Далее моделировался отклик детектора и проводился кинематический анализ исследуемых сигнальных и фоновых реакций. На основе кинематического анализа были выбраны рецепты кинематических обрезаний и расчитаны ожидаемые числа событий для сигнальных и фоновых процессов в экспериментах на коллайдерах Tevatron и LHC. Результаты опубликованы в работах [11]-[15].

Во второй главе продолжен феноменологический анализ процессов с рождением одиночного топ-кварка. Проводится анализ регистрации возможных отклонений от предсказаний СМ в структуре вершины Wtb. Стандартная модель предсказывает $(V-A)$ структуру данной вершины. Единственный возможный метод прямого измерения данной структуры дают процессы с рождением одиночного топ-кварка. Косвенными путем в распаде $b \to s\gamma$ в эксперименте CLEO были получены жесткие ограничения на аномальный вклад от $(V+A)$ структуры, но остались не исследованными тензорные вклады в эту вершину. Был создан МК генератор событий с рождением одиночного топ-кварка, включающий аномальные вклады тензорных структур как параметр модели. Проведены исследования кинематических особенностей событий с аномальными вкладами и фоновых реакций, включая процессы с рождением одиночного топ-кварка без аномальных вкладов. Далее, на основе разработанного метода анализа сингулярностей были найдены оптимальные условия поиска аномальных структур на коллайдерах Tevatron (Run II) и LHC. Получены контуры возможных ограничений на вклад аномальных структур для большой статистики этих экспериментов. Для LHC показана важность разделения различных процессов с рождением одиночного t и использование асимметрии рождения t и $\bar{t}$. Приведенный анализ опубликован в работе [16].

В третей главе описывается применение феноменологических разработок и созданных МК генераторов в экспериментальном поиске одиночного рождения топ-кварка в эксперименте DØ на коллайдере Tevatron (Run I, 1992-1996г.г.). Топ-кварк с почти 100% вероятностью распадается по моде $t \to Wb$. Дальнейший распад W может проходить по лептонной или адронной моде. По причине слишком большого КХД-фона рассматривалась только лептонная мода. Анализ проводился классическими методами кинематического отбора событий. Конечная исследуемая сигнатура событий имеет вид

$$p\bar{p} \to l, \nu, b, j, (j) \ , \tag{0.1}$$

где $l = e, \mu$ и j–адронная струя. Анализ проводился в несколько этапов, для которых были выработаны критерии кинематического отбора событий и очистки данных. Для этих целей созданы необходимые пакеты программ и найдены конечные кинематические критерии отбора с учетом всех особенностей DØ детектора. Отдельно исследовались электронный и мюонный каналы распада W-бозона. Рассматривались два основных процесса с одиночным рождением топ-кварка. В анализе использовалось требование регистрации мюона в конусе одной из струй для идентификации b-кварков по полулептонной моде распада. Проанализированы и вычислены систематические ошибки. Основным экспериментальным результатом, возможным на современной статистике, является постановка верхнего ограничения на сечение процессов с одиночным рождением топ-кварка. При вычислении ограничений на сечения учитывались корреляции различных вкладов в систематическую и статистическую ошибки, а также вклады различных каналов рождения. Ограничения вычислены на 95% уровне достоверности. Результаты опубликованы в работах [17], [18].

В четвертой главе описывается расширение классического экспериментального анализа, описанного в третей главе, за счет применения нейронных сетей для отбора событий. Результат классического анализа далек от предсказаний СМ. Основным фактором приводящим к слабым ограничениям на сечения является подавляюще большой фон к сигнальным событиям. После предварительного отбора отношение числа сигнальных событий к фоновым состовляет 1:500. В классическом анализе такое сотношение заставляет использовать низкоэффективную процедуру идентификации b-струй по наличию лептона в конусе струи (процедура тагирования). В результате теряется основная часть сигнальных событий.

За счет высокой эффективности разделения разных классов событий методом нейронных сетей стало возможным отказаться от обязательной идентификации b-струй и развить процедуру выделения сигнальных событий на основе кинематической и другой доступной информации о событии. Это привело к увеличению статистики отобранных кандидатов в сигнальные события и, в конечном итоге, к ужесточению ограничений. Методом анализа сингулярностей фйнмановских диаграмм были найдены оптимальные наборы кинематических переменных, максимально отражающие различие сигнальных и фоновых процессов. Для наиболее эффективного разделения сигнальных и фоновых событий в каждом канале распада W создавалась отдельная нейронная сеть для каждой пары сигнального и фонового процессов. В результате было построено 20 нейронных сетей (2 сигнальных процесса $\times$ 5 фоновых процессов $\times$ 2 канала

распада W). Далее, по критерию наилучшего ограничения на сечения находились наиболее оптимальные ограничения на выходы нейронных сетей. При конечном отборе событий нейронные сети применялись параллельно и окончательные результаты вычислялись на событиях, прошедших все необходимые ограничения нейронных сетей.

В дополнение к нейронным сетям конечного отбора была создана нейронная сеть для очистки событий данных от космических мюонов. Эта сеть заменила менее эффективное обрезание по углу разлета мюонов, применявшееся на этапе классического анализа. Применение такого мощного современного метода, как нейронные сети, дало возможность улучшить экспериментальный результат более, чем в два раза.

Результаты и методы анализа опубликованы в работах [19]-[24] Данные результаты близки к предварительным оценкам эксперимента CDF, полученными при использовании вершинного микрострипового детектора для идентификации b-кварка.

В последней пятой главе анализируется поведение процессов с рождением Хиггсовского бозона на коллайдере LEP II в подпороговой области по отношению к порогу ассоциативного рождения ZH бозонов. Рассматривается процесс $e^+e^- \to \nu\bar{\nu}b\bar{b}$, включающий два механизма рождения Хиггс-бозона: через диаграммы излучения и слияния. Была обоснована важность учета обоих механизмов и их интерференции в околопороговой области. При двух возможных значениях $\sqrt{s}$ детально изучено поведение всех сигнальных и фоновых диаграмм и их интерференции в зависимости от массы Хиггс-бозона. Следует отметить, что описанный механизм слияния включался в экспериментальный анализ на последних стадиях работы коллайдера LEP II, в частности при регистрации возможного Хиггсовского сигнала на массе 115 ГэВ. Проведено также моделирование отклика детектора (средствами пакета Pythia) и показано примерное размытие пиков в распределениях при рождении Хиггсовского бозона. Был найден ряд интересных эффектов, например, отсутствие фона при рождении бозона Хиггса при некоторых значениях $\sqrt{(s)}$ и M_H. Анализ был проведен в 1996 году перед началом работы коллайдера LEP II. Результаты опубликованы в работе [25].

В заключении сформулированы основные результаты и выводы полученные в диссертации.

Глава 1

Феноменология электрослабого рождения топ-кварков на адронных коллайдерах

1.1 Постановка задачи

Существование t-кварка было установлено в 1995 г., CDF и D0 коллаборациями на коллайдере Tevatron [1]. Шестой кварк был открыт в сильных взаимодействиях при парном $t\bar{t}$ рождении. Следующий закономерный шаг – это исследование свойств топ-кварка и проверка параметров моделей, связанных с сектором топ-кварка. Одним из наиболее интересных способов проведения таких исследований является использование дополнительного и независимого канал рождения одиночных топ-кварков через электрослабое взаимодействие [26]. В рамках Стандартной Модели (СМ) такой канал рождения дает возможность прямого измерения V_{tb} элемента матрицы Кабибо-Кобаяши-Москавы (ККМ) [27], ширины топ-кварка [30] и спиновых эффектов, являющихся следствием $(V-A)$ структуры Wtb вершины в СМ. Вне СМ эти процессы чувствительны к аномальным вкладам в Wtb вершину, а также к FCNC связям [28]. Кроме того, полное сечение процессов с рождением одиночного топ-кварка достаточно, чтобы рассматривать их как существенный фон к поиску некоторых других эффектов, в частности к поиску Хиггсовского бозона [29], к рождению дополнительных векторных W' и скалярных бозонов (техни-пи) [31].

По сравнению с парным КХД рождением t-кварков электрослабые

процессы рождения имеют примерно в 2 раза меньшее сечение. В связи с тем, что в конечном состоянии образуется меньшее число струй, фоновые процессы оказываются существенно выше, чем в случае парного рождения. Поэтому, для выделения редких событий с рождением одиночного t-кварка необходим детальный феноменологический анализ фоновых процессов и их кинематических распределений при нахождении оптимального набора кинематических обрезаний. В главах III, IV описывается применение описанных феноменологических исследований к экспериментальному поиску электрослабого рождения топ-кварков на детекторе D0 коллайдера TEVATRON. Настоящий раздел диссертации основан на опубликованных работах [11], [12].

1.2 Процессы с рождением топ-кварка.

В Стандартной Модели одиночный t-кварк с почти 100% вероятностью рождается через Wtb вершину. На адронных коллайдерах возможны три основных процесса рождения топ-кварка; основные фейнмановские диаграммы показаны на рисунках 1.1 и 1.2. Наборы диаграмм не отличаются для $p\bar{p}$ (Tevatron) и pp (LHC) взаимодействий; отличия проявляются на уровне партонных структурных функций и разницы в энергии столкновений. На рисунке (1.1 a) показана диаграмма для наиболее простого s-канального процесса. На рисунке (1.1 b) показаны основные диаграммы для t-канального процесса – в литературе часто упоминается как Wg-слияние; вторая диаграмма для этого процесса дает небольшой вклад в полное сечение – примерно 5% на Tevatron, но отрицательная интерференция между первой и второй диаграммами составляет 30%. Ассоциативное tW рождение имеет существенно отличную от предыдущих процессов конечную сигнатуру, похожую на сигнатуру парного $t\bar{t}$ рождения. Сечение этого процесса составляет всего несколько процентов от полного сечения на коллайдере Tevatron и он требует отдельного рассмотрения для LHC коллайдера. Основные фейнмановские диаграммы для последнего процесса приведены на рисунке 1.2, все оценки для него берутся из статьи [32].

При вычислении полного набора диаграмм, дающих вклад в t-канальный процесс, возникает проблема двойного учета члена с функцией расщепления глюона, компоненты которой содержатся, как и в структурных функциях, так и в диаграмме $qb \to q't$ (рисунок (1.3 a). С целью корректного учета всех диаграмм была реализована схема вычислений, схематично показанная на рисунке (1.3); из процесса (1.3 a) на уровне структурных функций вычитается первый член функции расщепления глюо-

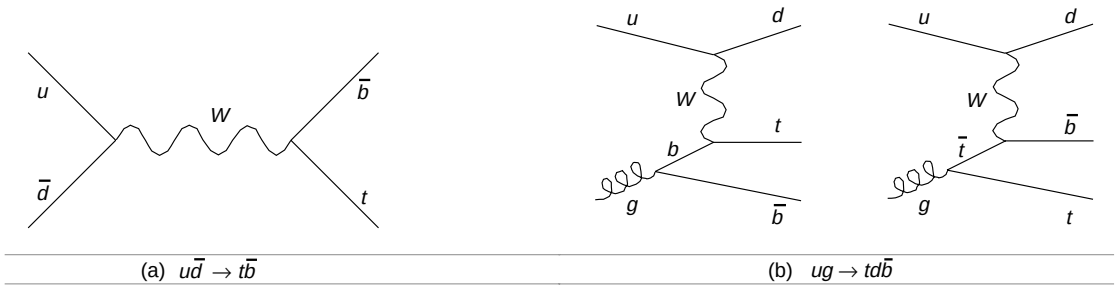

Рис. 1.1: Основные древесные диаграммы с рождением t-кварка в (a) s-канальном, и (b) t-канальном процессе.

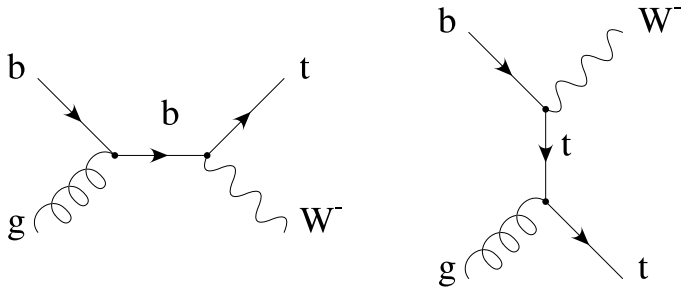

Рис. 1.2: Основные древесные диаграммы с рождением t-кварка в ассоциации с W бозоном.

на (1.3 b) и добавляется точно вычисленная на древесном уровне диаграмма с глюоном в начальном состоянии (1.3 c).

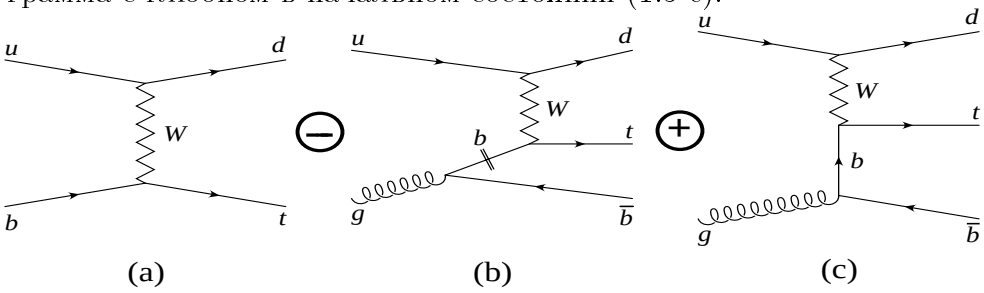

Рис. 1.3: (a) процесс в лидирующем порядке с начальным морским b-кварком; (b) вычитаемая часть с первым членом функции расщепления глюона; (c) процесс в лидирующем порядке с начальным глюоном.

Такая схема была реализована при создании первой версии Монте-Карло (МК) генератора SingleTop для моделирования t-канального процесса для Tevatron (Run I). В более поздних вычислениях и в вычислениях для коллайдера LHC (вторая версия генератора SingleTop) было реализовано разделение вкладов от разных диаграмм с помощью разделяющего обрезания на P_T^b, идущего от расщепления глюона.

Для моделирования событий с рождением t-кварка на коллайдере Teavatron был создан Монте-Карло генератор (SingleTop I), содержащий полный набор сигнальных диаграмм на древесном уровне. Генератор использует созданные пакетом CompHEP3.0 [33] коды квадратов матричных элементов и он продолжен интерфейсом в пакет PYTHIA5.7/JETSET7.4 [34] методом внешнего пользовательского процесса. Для интегрирования по фазовому пространству, введению регуляризаций и генерации событий использовался CompHEP и пакет интегрирования BASES/SPRING [36]. Эффекты адронизации, излучения из начальных и конечных линий и моделирование адронных остатков были созданы пакетом JETSET7.4. Использовалась струнная модель фрагментации кварков. Вычисления проводились со структурными функциями CTEQ3m при масштабе КХД $Q^2 = M_t^2$ для s-канального процесса и $Q^2 = (M_t/2)^2$ для t-канального процесса. Такой выбор Q^2 обусловлен сопоставлением сечения в лидирующем порядке (LO) и вычисленными в работах [37], [38] сечениях в следующем порядке теории возмущений (NLO). Конечные результаты вычислялись с использованием перенормирования полученного LO сечения на NLO сечение, которое было получено для s-канального процес-

са в работе [37] и t-канального процесса в работе [38]. Результаты этих вычислений при $M_t = 175$ ГэВ дают:

$$
\begin{aligned}
s-\text{канальный}\ \ \sigma_{\rm NLO}(p\bar{p}(p) \to t\bar{b}X + \text{c.c.}) = \\
= 0.78 \pm 0.09\ \text{pb}\ \ (\sqrt{\rm s} = 1.8\text{ТэВ}, \text{TEVATRON}) \qquad (1.1)\\
= 0.88 \pm 0.05\ \text{pb}\ \ (\sqrt{\rm s} = 2\text{ТэВ}, \text{TEVATRON}) \qquad (1.2)\\
= 10.2 \pm 0.6\ \text{pb}\ \ (\sqrt{\rm s} = 14\text{ТэВ}, \text{LHC}); \qquad (1.3)\\
t-\text{канальный}\ \ \sigma_{\rm NLO}(p\bar{p}(p) \to tq\bar{b}X + \text{c.c.}) = \\
= 1.79 \pm 0.34\ \text{pb}\ \ (\sqrt{\rm s} = 1.8\text{ТэВ}, \text{TEVATRON}) \qquad (1.4)\\
= 2.44 \pm 0.46\ \text{pb}\ \ (\sqrt{\rm s} = 2\text{ТэВ}, \text{TEVATRON}) \qquad (1.5)\\
= 245 \pm 27\ \text{pb}\ \ (\sqrt{\rm s} = 14\text{ТэВ}, \text{LHC}) \qquad (1.6)
\end{aligned}
$$

Ошибки включают неопределенность в выборе структурных функций, выборе Q^2 от $(Q_{\rm M_W}/2)^2$ до $(2Q_{\rm M_W})^2$ и неопределенность в массе t-кварка M_t. Детальное сравнение распределений и кинематический анализ будет представлен ниже.

В настоящее время развиваются несколько МК генераторов для моделирования процессов с рождением одиночного топ-кварка, такие как [39, 40] ONETOP, TopRex, генераторы основанные на пакетах MADGRAPH, PYTHIA и CompHEP (первая версия последнего, описана выше). К сожалению ни один из перечисленных генераторов не решает все возникающие проблемы, к которым относятся следующие:

- Прямое включение процедуры вычитания для t-канального процесса на уровне генератора приводит к возникновению событий с отрицательными весами. В описанной выше процедуре эта проблема решается включением схемы вычитания на уровне структурных функций и использованием их модификации при вычислениях. Однако, это не решает проблему с моделированием излучения из начальных линий методом, реализованным, например, в пакете PYTHIA. Как будет показано ниже, излучение из начальных кварковых линий – важный источник дополнительных струй и это требует более правильного моделирования.

- Одни и теже диаграммы в зависимости от кинематической области дают вклад в различные механизмы рождения одиночного топ-кварка. Например, процесс $pp \to tbg + X$ является частью NLO поправок к s-канальному процессу, если дополнительный глюон является мягким и не может быть выделен, как отдельная адронная струя. Однако, если глюон жесткий и появляется дополнительная

струя, то такой вклад необходимо добавить в t-канальный механизм рождения. Соответственно, необходимо правильно учесть все вклады и правильно объединить LO и NLO вычисления.

- В электрослабых процессах топ-кварк рождается высоко поляризованным, как результат $(V - A)$ структуры Wtb вершины в СМ. Этот факт приводит к спиновым корреляциям между рождением топ-кварка и его распадом, что должно быть правильно включено в генератор.

- В pp столкновениях рождение t и $\bar{t}$ имеют существенно разные сечения. Соответствующие асимметрии в распределениях могут быть полезны для уменьшения систематической ошибки и при введении дополнительных наблюдаемых. Следовательно вклады t и $\bar{t}$ должны быть смоделированы независимо.

- Как будет показано в следующей главе, процессы с рождением одиночного топ-кварка черезвычайно чувствительны к аномалиям в структуре Wtb вершины. Поэтому при моделировании таких отклонений аномальные операторы должны быть включены в генератор.

Как следующий шаг к решению перечисленных выше проблем, была предложена новая схема моделирования электрослабого рождения топ-кварка (генератор – SingleTop II) в применении к коллайдеру LHC и Tevatron (Run II). Способ вычисления вполне общий и он применим и к другим процессам. Как и в первой версии генератора, созданного для коллайдера TEVATRON, все матричные элементы для полного набора древесных фейнмановских диаграмм были вычислены пакетом CompHEP. Все распады были включены в матричные элементы и таким образом была правильно смоделирована спиновая структура для конечных состояний. Созданные на партонном уровне события передавались через стандартный интерфейс [41] в пакет PYTHIA6.1 для дальнейшего моделирования адронизации кварков, излучения из конечных и начальных линий и моделирования адронных остатков. В таблицах 1.7, 1.8, 1.9, 1.10 приведены подпроцессы, включенные в каждый процесс. Суммирование проводилось на уровне структурных функций, объединялись подпроцессы, имеющие одинаковую структуру матричного элемента и отличающиеся начальными или конечными состояниями. С целью корректной фрагментации конечных кварков их ароматы были сохранены, поскольку имеется существенное отличие в адронизации, например c и u кварков; u и d кварки, были объединены в один подпроцесс

в связи с малыми различиями в моделировании адронизации. В таблицах приведены парциальные и полные сечения для достаточно жесткой кинематической области с начальными обрезаниями: $P_T^b \gtrsim 10$ ГэВ, $P_T^q \gtrsim 20$ ГэВ ($2 \to 3$ процесс), и дистанцией в φ, η параметрическом пространстве $\Delta R(j, j\prime) = \sqrt{\Delta\varphi^2 + \Delta\eta^2} > 0.5$. В дальнейшем будет объяснен выбор таких обрезаний.

$$pp \to t\bar{b} + \text{jet} + X \qquad 73.8pb \tag{1.7}$$

$$Subprocesses:$$

$ug \to dt\bar{b}$	$ug \to st\bar{b}$	$\bar{d}g \to \bar{c}t\bar{b}$	$u\bar{d} \to gt\bar{b}$
$gu \to dt\bar{b}$	$gu \to st\bar{b}$	$g\bar{d} \to \bar{c}t\bar{b}$	$u\bar{s} \to gt\bar{b}$
$cg \to dt\bar{b}$	$cg \to st\bar{b}$	$\bar{s}g \to \bar{c}t\bar{b}$	$\bar{d}c \to gt\bar{b}$
$gc \to dt\bar{b}$	$gc \to st\bar{b}$	$g\bar{s} \to \bar{c}t\bar{b}$	$\bar{s}c \to gt\bar{b}$
$\bar{d}g \to \bar{u}t\bar{b}$			$\bar{d}u \to gt\bar{b}$
$g\bar{d} \to \bar{u}t\bar{b}$			$\bar{s}u \to gt\bar{b}$
$\bar{s}g \to \bar{u}t\bar{b}$			$c\bar{d} \to gt\bar{b}$
$g\bar{s} \to \bar{u}t\bar{b}$			$c\bar{s} \to gt\bar{b}$
59.7 pb	6.6 pb	5.4 pb	2.2 pb

$$pp \to \bar{t}b + \text{jet} + X \qquad 46.2pb \tag{1.8}$$

$$Subprocesses:$$

$\bar{u}g \to \bar{d}\bar{t}b$	$\bar{u}g \to \bar{s}\bar{t}b$	$dg \to c\bar{t}b$	$\bar{u}d \to g\bar{t}b$
$g\bar{u} \to \bar{d}\bar{t}b$	$g\bar{u} \to \bar{s}\bar{t}b$	$gd \to c\bar{t}b$	$\bar{u}s \to g\bar{t}b$
$\bar{c}g \to \bar{d}\bar{t}b$	$\bar{c}g \to \bar{s}\bar{t}b$	$sg \to c\bar{t}b$	$d\bar{c} \to g\bar{t}b$
$g\bar{c} \to \bar{d}\bar{t}b$	$g\bar{c} \to \bar{s}\bar{t}b$	$gs \to c\bar{t}b$	$s\bar{c} \to g\bar{t}b$
$dg \to u\bar{t}b$			$d\bar{u} \to g\bar{t}b$
$gd \to u\bar{t}b$			$s\bar{u} \to g\bar{t}b$
$sg \to u\bar{t}b$			$\bar{c}d \to g\bar{t}b$
$gs \to u\bar{t}b$			$\bar{c}s \to g\bar{t}b$
34.4 pb	4.4 pb	6.2 pb	1.3 pb

$$pp \to t\bar{b} + X \qquad 4.9pb \tag{1.9}$$

$$Subprocesses:$$

$\bar{d}u \to t\bar{b}$	$u\bar{d} \to t\bar{b}$	$\bar{d}c \to t\bar{b}$	$c\bar{d} \to t\bar{b}$
$\bar{s}u \to t\bar{b}$	$u\bar{s} \to t\bar{b}$	$\bar{s}c \to t\bar{b}$	$c\bar{s} \to t\bar{b}$

$$pp \to \bar{t}b + X \qquad 3.1pb \tag{1.10}$$

$$Subprocesses:$$

$d\bar{u} \to \bar{t}b$	$\bar{u}d \to \bar{t}b$	$\bar{c}d \to \bar{t}b$	$s\bar{c} \to \bar{t}b$
$s\bar{u} \to \bar{t}b$	$\bar{u}s \to \bar{t}b$	$d\bar{c} \to \bar{t}b$	$\bar{c}s \to \bar{t}b$

Необходимо отметить, что при энергии коллайдера LHC большой вклад дают процессы с морскими кварками в начальном состоянии. Например, для процесса 1.7 они составляют около 20% от суммарного сечения.

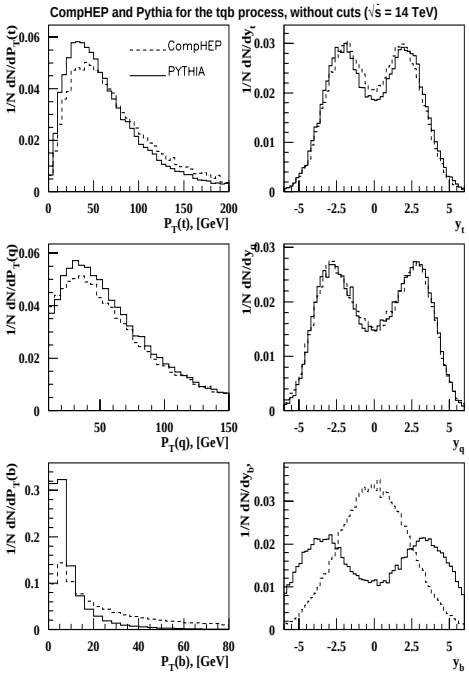

Рис. 1.4: Сравнение распределений по P_T и псевдорапидити y, смоделированных генератором SingleTop и PYTHIAдля процесса (1.7, 1.8), без применения кинематических обрезаний. Распределения нормализованы на единицу.

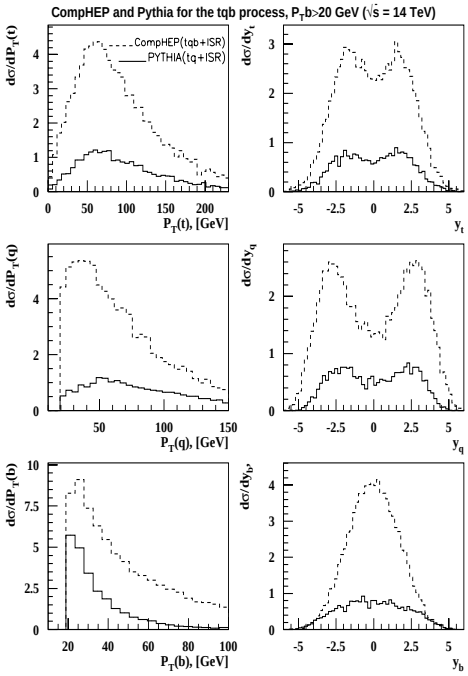

Рис. 1.5: Сравнение распределений из CompHEP и PYTHIA для процессов (1.7, 1.8) с применением обрезаний $P_T^b \geq 20$ ГэВ и $P_T^q \geq 20$ ГэВ.

Однако пока не была рассмотрена кинематическая область с мягким b кварком в конечном состоянии для процесса $2 \to 3$ (диаграммы 1.1b), которая может быть интересна в некоторых исследованиях. Вычисления описанные выше, базируются на точных вычислениях полного набора древесных диаграмм для реакций с рождением t кварка в ассоциации с b и легким кварком.

Существуют другие пути для моделирования такого же конечного состояния. Один из наиболее известных способов (например, использо-

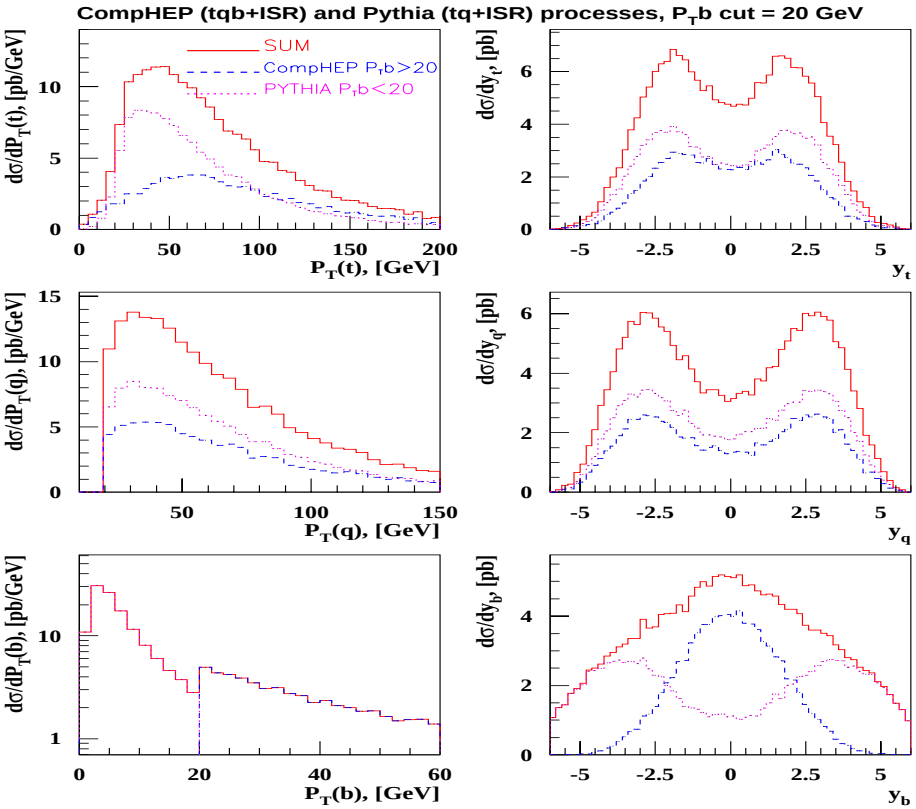

Рис. 1.6: Результат комбинирования событий из CompHEP и PYTHIA с начальным обрезанием $P_T^q \geq 20$ ГэВ и обрезанием, разделяющим фазовое пространство, $cut(P_T^b) = 20$ ГэВ.

ванный в работе [42]), использовать пакет PYTHIA для части $2 \to 2$ t-канального процесса с b кварком в начальном состоянии при одновременном моделировании излучений из начальных и конечных линий, и выбирать события с дополнительным b кварком в конечном состоянии, происходящим от расщепления глюона, излученного из начальной или конечной линии. Строго говоря, как первый, так и второй способ вычислений не полностью корректны во всей области фазового пространства. Полные $2 \to 3$ древесные вычисления не включают важную часть КХД коррекций, входящих в вершину расщепления глюона в $b\bar{b}$ пару и дающих основной вклад в кинематическую область с мягким конечным b. Во втором способе с b кварком в начальном состоянии учитывается большая часть поправок, но такой способ работает, только в кинематической

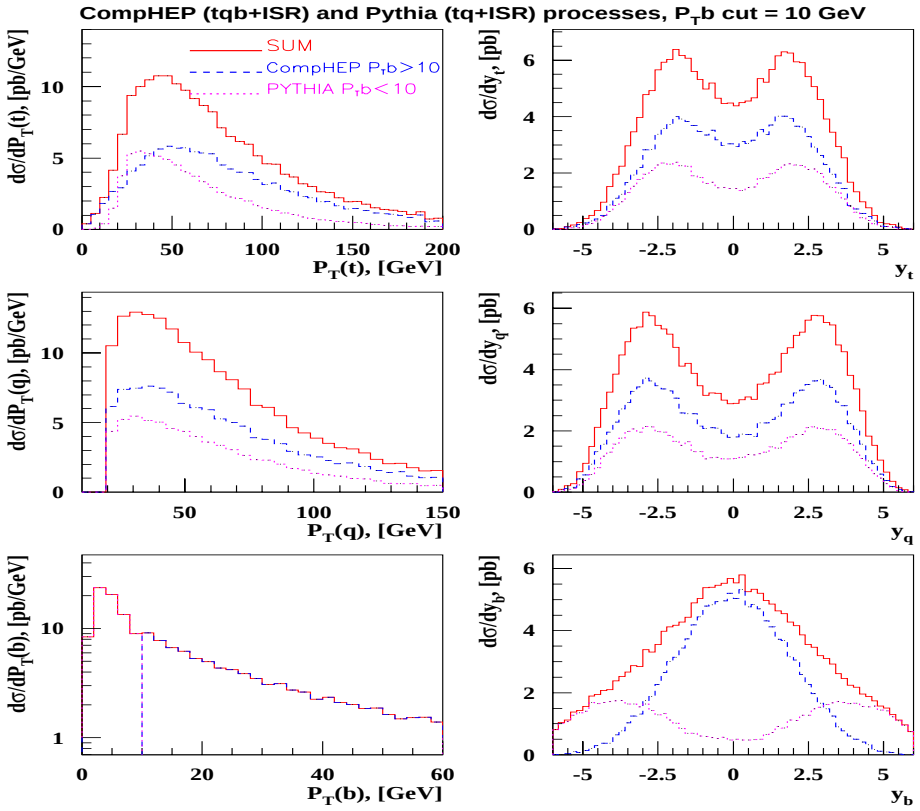

Рис. 1.7: Результат комбинирования событий из CompHEP и PYTHIA с начальным обрезанием $P_T^q \geq 20$ ГэВ и обрезанием, разделяющим фазовое пространство, $cut(P_T^b) = 10$ ГэВ.

области с мягким b-кварком в конечном состоянии. Ниже описывается способ объединения этих двух методов, при котором, будет более правильно моделироваться и мягкая и жесткая кинематические области.

Разделить мягкую и жесткую кинематическую области для конечного b кварка можно сравнив полные сечения и распределения, смоделированные описанным выше генератором SingleTop и пакетом PYTHIA с приближением, использующим функции расщепления глюона для моделирования конечного b. В последнем случае используется PYTHIA для процесса $pp \to tq + X$ (ключ MSUB = 83) с одновременным моделированием излучения из начальной и конечной линий. Далее выбираются события с топ-кварком, легким кварком и дополнительным b кварком, идущим от расщепления начального (или излученного) глюона.

Все модельные параметры, структурные функции и КХД масштаб были выбраны одинаковыми в обоих способах моделирования. Сравнение проводилось на партонном уровне для конечных частиц. Полное сечение, вычисленное без каких то начальных обрезаний, равно 235 pb в PYTHIA и 224 pb в генераторе SingleTop. Согласование сечений на уровне 5%.

На рисунке 1.4 приводятся распределения по P_T и y конечных частиц, смоделированных генератором SingleTop и пакетом PYTHIA. Видно, что распределения для t и легкого кварков совпадают; в распределениях для дополнительного b кварка имеются существенные отличия. Как можно было ожидать, P_T, спектр полученный в приближении функции расщепления глюона в PYTHIA, существенно мягче и при этом дополнительные b разлетаются под более малыми углами, в отличии от точных вычислений древесного матричного элемента, где b кварк оказывается центральным.

Возникает вопрос, какое распределение более корректное? Ответ – каждое не совсем корректно во всей области фазового пространства. Точные вычисления на древесном уровне описывают жесткую кинематическую область. При применении обрезания $P_T^b > 20$ ГэВ вычисленное полное сечение (116 pb) в несколько раз выше, чем сечение полученное в PYTHIA (25.4 pb). Соответствующие распределения показаны на рисунке 1.5, из которых ясно видно, что приближение функции расщепления в PYTHIA дает существенно меньший вклад в жесткой области и, как можно было ожидать, не описывает полные вычисления. С другой стороны, древесные вычисления не учитывают существенные КХД коррекции для мягкого b кварка, которые можно учесть включением процесса с b в начальном состоянии, что сделано в PYTHIA. Следовательно, что бы корректно воспроизвести кинематические свойства во всем фазовом пространстве и не допустить двойного счета, надо правильно объединить оба способа вычислений.

Основной вклад NLO поправок приходится на “мягкую” кинематическую область. Как было указано выше, полные NLO вычисления для t-канального процесса дают полное сечение равное 245 pb. Для включения известных NLO результатов была использована следующая нормализация для “мягкой” области:

$$\sigma_{2\to 2}\big(\text{PYTHIA}\big) = \sigma\big(\text{NLO}\big) - \sigma_{2\to 3}\big(\text{CompHEP}\big)\big|_{P_T^b > cut(P_T^b)},$$

где $\sigma_{2\to 3}\big(\text{CompHEP}\big)\big|_{P_T^b > 20\text{ГэВ}, P_T^q > 20\text{ГэВ}} \approx 88.7$ pb
и $\sigma_{2\to 3}\big(\text{CompHEP}\big)\big|_{P_T^b > 10\text{ГэВ}, P_T^q > 20\text{ГэВ}} \approx 124$ pb.

В результате, берутся события для “жесткой” кинематической области с $P_T^b > cut(P_T^b)$, приготовленные генератором SingleTop, и события, приготовленные для “мягкой” области в PYTHIA с $P_T^b < cut(P_T^b)$. Остается найти такое значение $cut(P_T^b)$, что бы комбинированные P_T^b распределения были гладкими. На рисунке 1.6 показаны распределения для значения $cut(P_T^b) = 20$ ГэВ. Можно видеть большой уступ в распределении по P_T^b. После несложного анализа было найдено, что значение $cut(P_T^b) = 10$ ГэВ удовлетворяет нужным требованиям. Соответствующие распределения показаны на рисунке 1.7. Комбинированное распределение по P_T^b достаточно гладкое и, следовательно, корректное объединение “мягкой” и “жесткой” области найдено.

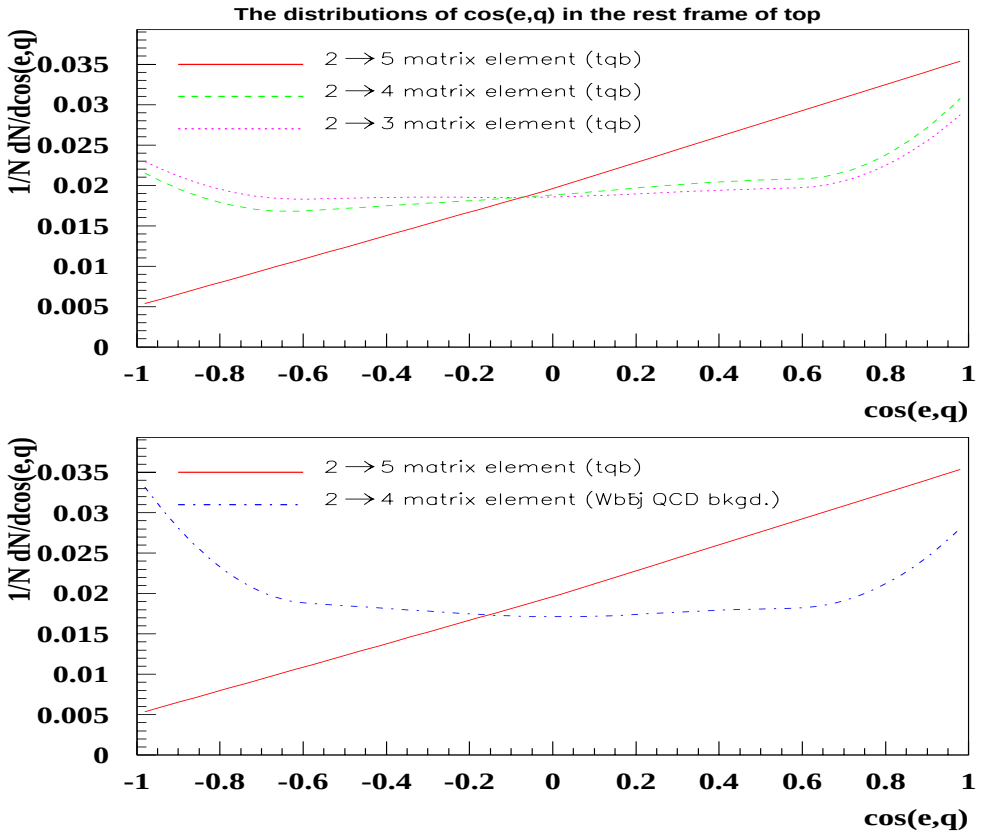

Рис. 1.8: Эффект правильного учета спиновых корреляций в рождении t и его распаде для t-канального процесса и сравнение с аналогичным распределением для КХД $Wb\bar{b}j$ фона.

С целью правильного учета всех спиновых корреляций рождения топ-

кварка и его распада в генератор SingleTop были включены полные матричные элементы, включающие все распады. Соответственно для процесса $2 \to 3$ матричный элемент включает в себя следующий процесс:

$$p, p \to t, q, b \to W, b, q, b \to l, \nu_l, b, q, b,$$

здесь учитывается, что топ-кварк с почти 100% вероятностью распадается на W, b и для последующей возможности выделения таких событий из фоновых процессов выбирается лептонный распад W. На рисунке 1.8 показаны распределения по косинусу угла между вылетом конечного лептона и легкого кварка в системе покоя t. Показаны распределения для матричного элемента $2 \to 5$ (правильное распределение), матричного элемента $2 \to 4$ (с распадом $t \to Wb$ и далее W распадается средствами PYTHIA, при этом производится суммирование по спиновым состояниям W), и простейший матричный элемент $2 \to 3$, обычно используемый при моделировании. Из верхнего рисунка очевидна необходимость правильного учета всех спиновых состояний. Для сравнения возможностей использования такой спиновой информации на нижнем рисунке приведена кривая для КХД фона в процессе $p, p \to W, b, \bar{b}, j$ ($j = u, d, c, s, g$). В этом сравнении, система покоя и наблюдаемая переменная выбраны не случайно. В работе [43] было показано, что при таком выборе базиса спиновые эффекты в этом процессе проявляются максимально и описываются формулой [44]

$$\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}\cos\theta} \sim (1 + \cos\theta)/2 \tag{1.11}$$

С помощью описанного генератора SingleTop была создана база данных событий, связанных с рождением одиночного топ-кварка; для коллаборации CMS (LHC) проводится моделирование отклика детектора и планируется использование смоделированных событий в физическом анализе данных.

1.3 Фоновые процессы.

Как было отмечено выше, конечная сигнатура событий с рождением одиночного топ-кварка следующая:

$$e^{\pm}(\mu^{\pm}) + \not{E}_T + 2(3)\text{струи} \tag{1.12}$$

В такую сигнатуру дают вклад процессы, проходящие без электрослабого рождения топ-кварка (фоновые процессы): W + 2(3)струи, $t\bar{t}$ и $j(j)b\bar{b}$ КХД события, в которых одна из струй идентифицируется как электрон.

Полное сечение Wjj фона, более чем на два порядка превышает сигнальное. Этот процесс включает 32 подпроцесса для u, d-кварков и глюонов в начальном состоянии [15] и полное сечение составляет 1240 pb для Tevatron и 7500 pb для LHC. Особенность процессов с рождением одиночного топ-кварка состоит в рождении высоко энергичного b (от топ-кварка) и одного дополнительного b. Следовательно можно применить дополнительное условие – идентификации b струй в событиях. В расчетах, выполненных в данной главе, эффективность регистрации двух b струй принята равной 50% . Однако, даже после требования двойного b-тагирования вклад от легких кварков остается большим. Основываясь на оценках из работы [45] эффективность неправильной идентификации легких струй, как b струй, принята равной 0.5% . На рисунке 1.9 представлены основные диаграммы для фона $Wb\bar{b}$ (через глюон и порядка $\alpha\alpha_s$, и α^2). Так как диаграммы для $Wb\bar{b}$ и Wjj процессов существенно отличаются (следовательно отличается и кинематика), эти процессы рассмотрены отдельно. Основной вклад в $Wb\bar{b}$ процесс дают КХД под-

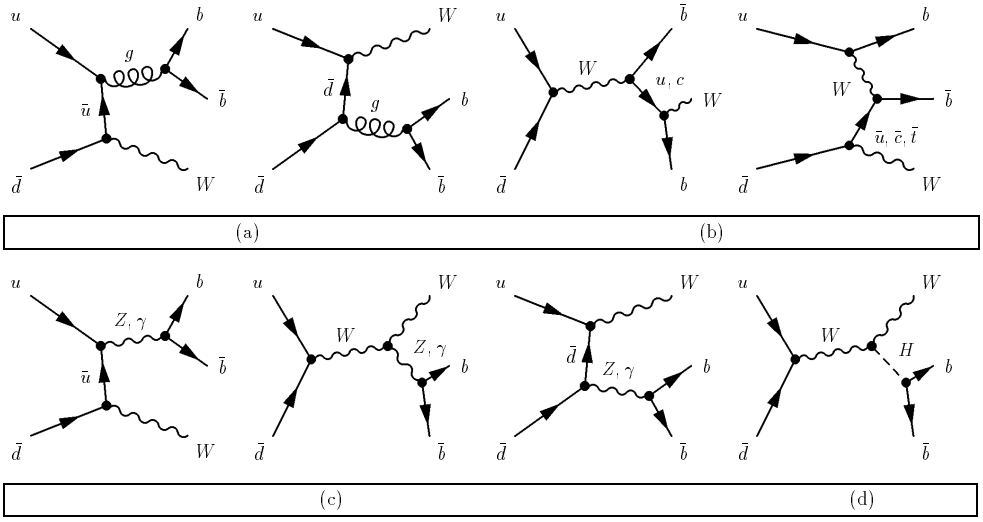

Рис. 1.9: Диаграммы для $Wb\bar{b}$ фона.

процессы (диаграммы 1.9 a) с сечением 8.7 pb для Tevatron и 30 pb для LHC при следующих начальных обрезаниях:
$\Delta R_{jj(ej)} > 0.5$, $p_t jet > 10$ ГэВ для Tevatron;
$\Delta R_{jj(ej)} > 0.5$, $p_t jet > 20$ ГэВ для LHC.
Диаграммы с виртуальным фотоном (1.9 c) составляют всего 1% от полного сечения. Вклад от процесса WZ может быть подавлен обрезанием

на инвариантную массу $b\bar{b}$. В древесном приближении сечение WZ составляет 2.5 pb для Tevatron и 30 pb для LHC. Используя NLO вычисления [46], эти сечения умножаются на k-фактор=1.33 (1.55) для Tevatron (LHC). Процесс с рождением Хиггс бозона не существенен: его сечение на порядок меньше чем WZ.

Значительная часть фона возникает от парного рождение топ-кварков в сильных взаимодействиях, когда один из топ-кварков распадается по адронной моде распада W, а другой по лептонной. Основным обрезанием, дающим возможность уменьшить этот фон, является ограничение на число струй в событии. На партонном уровне это обрезание практически подавляет данный процесс, но после моделирования адронизации и отклика детектора необходимо вводить дополнительные обрезания, описанные ниже. Полное NLO сечение для этого фона, полученное в работе [48], составляет 7.5 pb на Tevatron и 760 pb на LHC.

Другой важный фон идет от многоструйных КХД процессов в случае, когда одна из струй ложно идентифицируется в детекторе как электрон. Вероятность такой ошибочной идентификации мала (примерно 0.01-0.03 %) [49], но поскольку сечение таких процессов велико вклад в полный фон получается существенным. Было вычислено полное сечение и созданы МК события для процессов $jb\bar{b}$ и $jjb\bar{b}$. Вычисленные сечения по подпроцессам показаны в таблицах 1.1, 1.2.

process	Tevatron (pb)	LHC (pb)
$gg \to gbb$	$1.64 \cdot 10^5$	$3.91 \cdot 10^5$
$g\bar{u}(\bar{u}g) \to \bar{u}b\bar{b}$	$1.80 \cdot 10^4(2.50 \cdot 10^3)$	$5.61 \cdot 10^3(5.61 \cdot 10^3)$
$gu(ug) \to ub\bar{b}$	$2.50 \cdot 10^4(1.80 \cdot 10^4)$	$2.41 \cdot 10^4(2.41 \cdot 10^4)$
$g\bar{d}(\bar{d}g) \to \bar{d}b\bar{b}$	$9.00 \cdot 10^3(3.21 \cdot 10^3)$	$6.61 \cdot 10^3(6.61 \cdot 10^3)$
$g\bar{s}(\bar{s}g) \to \bar{s}b\bar{b}$	$1.97 \cdot 10^3(1.97 \cdot 10^3)$	$4.49 \cdot 10^3(4.49 \cdot 10^3)$
$gd(dg) \to db\bar{b}$	$3.21 \cdot 10^3(9.00 \cdot 10^3)$	$1.38 \cdot 10^4(1.38 \cdot 10^4)$
$gs(sg) \to sb\bar{b}$	$1.97 \cdot 10^3(1.97 \cdot 10^3)$	$4.49 \cdot 10^3(4.49 \cdot 10^3)$
$d\bar{d}(\bar{d}d) \to gb\bar{b}$	$5.67 \cdot 10^2(1.25 \cdot 10^2)$	$2..82 \cdot 10^2(2.82 \cdot 10^2)$
$u\bar{u}(\bar{u}u) \to gb\bar{b}$	$1.31 \cdot 10^3(8.61 \cdot 10^1)$	$4.16 \cdot 10^2(4.16 \cdot 10^2)$
Total	$2.40 \cdot 10^5$ pb	$5.11 \cdot 10^5$ pb

Таблица 1.1: Сечения подпроцессов $jb\bar{b}$ для Tevatron и LHC с обрезаниями: $\Delta R_{jj} > 0.5$, $p_t jet > 10$ ГэВ для Tevatron и $\Delta R_{jj(ej)} > 0.5$, $p_t jet > 20$ ГэВ для LHC.

Было использовано два способа вычислений $jjb\bar{b}$ процесса. В первом проводится точное вычисление полного набора древесных диаграмм. Во

втором используется приближение функции расщепления; при этом вычисляется процесс $jb\bar{b}$ и разыгрывается дополнительная струя, идущая от излучения из конечной или начальной линии.

Как можно было ожидать, приближение функции расщепления дает значения полного сечения близкие к древесным вычислениям при условии выбора мягких обрезаний на дополнительную струю. Но с ужесточением обрезания отличия сильно возрастают. Зависимость от обрезаний приведена в таблице 1.3, из которой видно, что уже при обрезании $P_T^{j2} > 40$ГэВ приближение дает примерно в 5 раз меньший результат, чем точные вычисления. Ожидаемое различие в распределениях показано на рисунке 1.10, из которого видно, что получающиеся в приближении расщепления распределения существенно мягче распределений точных древесных вычислений.

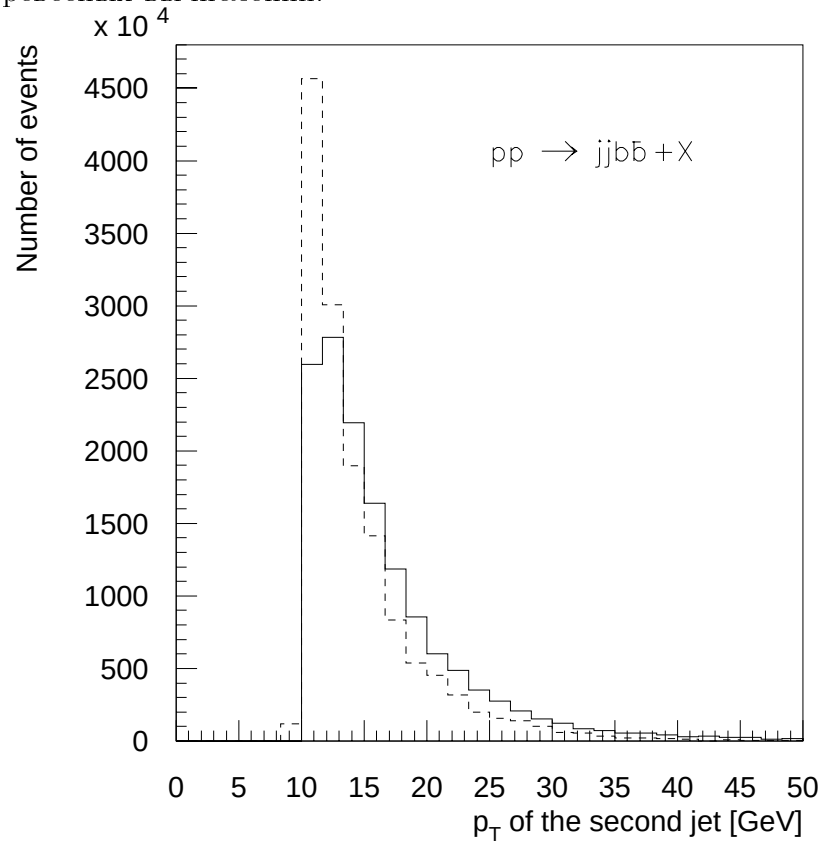

Рис. 1.10: Распределения по P_T^{j2} в $jjb\bar{b}$ процессе, вычисленные точно на древесном уровне (сплошная линия) и полученные в приближении функции расщепления (прерывистая линия) для Tevatron.

Сравнивая сечения сигнальных и фоновых процессов, видно, что да-

же при требовании двойного b-тагирования событий вклад фоновых процессов существенно больше сигнальных. Следовательно, необходим подробный кинематический анализ и выделение области фазового пространства, наиболее характерного для сигнальных событий, что даст возможность существенно улучшить соотношение вкладов сигнальных и фоновых событий в пользу первых.

Распределения для нескольких переменных, наиболее чувствительных к особенностям сигнальных и фоновых событий, показаны на рисунках 1.11 для Tevatron и на рисунках 1.12 для LHC. В эти распределения включены описанные выше эффекты фрагментации кварков и моделирование отклика детектора средствами пакета PYTHIA. Для выделения сигнальных событий из фона простым кинематическим анализом были найдены следующие наиболее привлекательные переменные.

- p_T наиболее энергичной струи в событии;
  p_T такой струи для сигнальных событий имеет пик примерно на значении $m_{top}/3$, в то время как в КХД и Wjj событиях на Tevatron это значение существенно меньше, и струи в таких событиях разлетаются под более малыми углами к направлению пучка. При существенно большей энергии на коллайдере LHC основной вклад в фоновые события дает парное рождение $t\bar{t}$ и соотношение полных распределений для сигнальных и фоновых событий меняется (рисунок 1.12).

- $\sqrt{\hat{s}}$ - инвариантная масса рожденных частиц.
  Пик распределений для этой переменной всегда ниже для Wjj и КХД фонов по сравнению с сигнальными событиями. Пик в распределении для $t\bar{t}$ процесса примерно в два раза выше по сравнению с сигналом.

- p_T^W: W-бозон, как правило, жестче от распада t кварка, чем в Wjj процессах.

- Полная поперечная энергия H_T, $H_T = |E_T(\text{jet1})| + |E_T(\text{jet2})| + |E_T(\text{lepton})|$; для этой переменной имеется пик в районе 150 ГэВ для сигнала, 300 ГэВ для $t\bar{t}$ процесса и близкий к нулю пик для КХД фонов.

- Инвариантная масса двух струй.
  Эта переменная жестче для сигнала, чем для КХД фонов, в которых $b\bar{b}$ пара происходит, в основном, от расщепления глюона. Распределение для $t\bar{t}$ фона похоже на сигнальное. Обрезание по этой переменной помогает подавить WZ фон.

Основываясь на описанных различиях в поведении распределений для сигнальных и фоновых процессов, был выбран следующий набор обрезаний, позволяющий существенно улучшить соотношение между сигнальными и фоновыми событиями.

Cut 1: $\Delta R_{jj(ej)} > 0.5$, $p_T jet > 10$ ГэВ, $\not{E}_T > 15$ ГэВ, $p_{t_e} > 15$ ГэВ для Tevatron и $\Delta R_{jj(ej)} > 0.5$, $p_t jet > 20$ ГэВ, $\not{E}_T > 20$ ГэВ, $p_{t_e} > 20$ ГэВ для LHC (начальные обрезания для выделения струй и идентификации W-бозона).
Cut 2: $p_t jet_{max} > 45$ ГэВ.
Cut 3: $\sqrt{\hat{s}} >$180 ГэВ.
Cut 4: $p_T W >$30 ГэВ.
Cut 5: di-jet mass> 25 ГэВ.
Cut 6: $H_T >$100 ГэВ for Tevatron и 260 ГэВ $> H_T >$ 100 ГэВ для LHC.
Cut 7: 3 $\geq$n-jet$\geq$ 2.
Cut 8: di-jet mass $\geq$ 40 ГэВ. (1.13)

Эффект последовательного применения таких обрезаний приведен в таблицах 1.4,1.5. Приведенные числа событий в таблицах, как и на рисунках 1.11,1.12, получены при интегральной светимости коллайдеров $2fb^{-1}$ ($100fb^{-1}$) для Tevatron (LHC) с эффективностью двойного b тагирования 50% и вероятностью ложной идентификации b-кварка 0.5%.

В приведенном анализе используется переменная – "эффективная" масса топ-кварка, вычисляемая по следующему алгоритму. При распаде топ-кварка на лептон, нейтрино и b кварк невозможно точно реконструировать z-компоненту импульса нейтрино. Предполагается, что регистрируемые в событии лептон и незарегистрированная поперечная энергия происходят от распада W, следовательно должно выполняться соотношение:

$$m_W^2 = (P_e + P_\nu)^2 = 80.12^2 \tag{1.14}$$

Решая квадратное уравнение для z-компоненты импульса нейтрино нужно выбрать один из двух получающихся корней. Монте-Карло анализ показывает, что если выбрать наименьший корень, то примерно в 70% случаев это будет правильный выбор. Основная причина такой ситуации в том, что выбор наименьшего $p_{z\nu}$ соответствует в большинстве случаев наименьшему значению $\sqrt{s}$ и следовательно большему сечению. Далее "эффективная" масса топ-кварка определяется по следующей формуле:

$$m_t^2 = (P_e + P_\nu + P_b)^2 \tag{1.15}$$

Фиксированный выбор решения для $p_{z\nu}$ размывает пик в распределении по этой переменной; в качестве обрезания по такой переменной было выбрано окно $M_t \pm 50$ГэВ.

Подавление фона с помощью описанных обрезаний продемонстрировано на рисунках 1.13ab, 1.14ab, где показаны распределения по "эффективной" инвариантной массе топа до обрезаний (a) и после (b). После применения обрезаний фон стал примерно в 10 (18) раз меньше на Tevatron (LHC), в то время как, 60% (40%) сигнальных событий проходят приведенные обрезания. Соотношение сигнальных событий к фоновым становиться примерно 0.6 на Tevatron и 1 на LHC, что позволяет измерить сечения сигнальных процессов с относительно высокой точностью. Сечение сигнальных процессов напрямую включает Wtb вершину, что дает уникальную возможность прямого изучения структуры Wtb вершины и измерения V_{tb} параметра с точностью примерно 10% на Tevatron (Run II) и нескольких процентов на LHC [50]. Как будет продемонстрировано в следующей главе, результаты измерений на LHC будут сильно зависеть от систематической ошибки, один из основных вкладов в которую, вносит неопределенность в теоретических вычислениях сечения сигнальных процессов. Следовательно, черезвычайно важно продолжить вычисления в следующих порядках теории возмущений.

1.4 Основные результаты

В данной главе представлен феноменологический анализ процессов электрослабого рождения топ-кварков и фоновых процессов, проведенный на основе созданных Монте-Карло генераторов для фоновых и сигнальных процессов. Продемонстрировано различие в результатах при использовании разных способов моделирования, применяемых в настоящий момент. Для большей реалистичности анализа было проведено моделирование отклика детектора средствами пакета PYTHIA. Проделанный кинематический анализ дает представление о кинематических особенностях исследуемых событий и потенциальных возможностях применения найденных кинематических обрезаний по фазовому пространству. В следующей главе описанный анализ будет продолжен исследованием по поиску возможных отклонений от предсказаний Стандартной Модели в структуре Wtb вершины. Полученные феноменологические результатов и созданные генераторы были использованы (Глава III, IV) для экспериментального поиска электрослабого рождения топ-кварков на D0 детекторе коллайдера Tevatron (Run I).

process	Tevatron (pb)	LHC (pb)
$uu \to uubb$	$1.23 \cdot 10^2$	$1.17 \cdot 10^3$
$u\bar{u}(\bar{u}u) \to b\bar{b}b\bar{b}$	$2.55 \cdot 10^0$ ———	$1.06 \cdot 10^0(1.06 \cdot 10^0)$
$u\bar{u}(\bar{u}u) \to s\bar{s}b\bar{b}$	$6.61 \cdot 10^0$ ———	$2.53 \cdot 10^0(2.53 \cdot 10^0)$
$u\bar{u}(\bar{u}u) \to c\bar{c}b\bar{b}$	$6.52 \cdot 10^0$ ———	$2.53 \cdot 10^0(2.53 \cdot 10^0)$
$u\bar{u}(\bar{u}u) \to d\bar{d}b\bar{b}$	$6.66 \cdot 10^0$ ———	$2.52 \cdot 10^0(2.53 \cdot 10^0)$
$u\bar{u}(\bar{u}u) \to u\bar{u}b\bar{b}$	$8.70 \cdot 10^2$ ———	$3.38 \cdot 10^2(3.38 \cdot 10^2)$
$u\bar{u}(\bar{u}u) \to ggb\bar{b}$	$2.15 \cdot 10^2$ ———	$8.92 \cdot 10^1(8.92 \cdot 10^1)$
$ud(du) \to udb\bar{b}$	$1.44 \cdot 10^2(4.20 \cdot 10^1)$	$7.40 \cdot 10^2(7.40 \cdot 10^2)$
$us(su) \to usb\bar{b}$	$9.63 \cdot 10^1$———	$1.71 \cdot 10^2(1.71 \cdot 10^2)$
$u\bar{d}(\bar{d}u) \to u\bar{d}b\bar{b}$	$3.73 \cdot 10^2(1.20 \cdot 10^2)$	$3.74 \cdot 10^2(3.74 \cdot 10^2)$
$u\bar{s}(\bar{s}u) \to u\bar{s}b\bar{b}$	$9.63 \cdot 10^1$———	$1.71 \cdot 10^2(1.71 \cdot 10^2)$
$d\bar{u}(\bar{u}d) \to d\bar{u}b\bar{b}$	$3.73 \cdot 10^2(1.20 \cdot 10^2)$	$1.78 \cdot 10^2(1.78 \cdot 10^2)$
$s\bar{u}(\bar{u}s) \to \bar{u}sb\bar{b}$	$9.63 \cdot 10^1$———	——— ———
$\bar{u}\bar{u} \to \bar{u}\bar{u}b\bar{b}$	$9.10 \cdot 10^1$ ———	——— ———
$\bar{u}\bar{d}(\bar{d}\bar{u}) \to \bar{u}\bar{d}b\bar{b}$	$4.20 \cdot 10^1(1.44 \cdot 10^2)$	——— ———
$\bar{u}\bar{s}(\bar{s}\bar{u}) \to \bar{u}\bar{s}b\bar{b}$	——— $(9.63 \cdot 10^1)$	——— ———
$dd \to ddb\bar{b}$	$6.40 \cdot 10^1$	$1.17 \cdot 10^3$
$d\bar{d}(\bar{d}d) \to b\bar{b}b\bar{b}$	$9.38 \cdot 10^{-1}(9.38 \cdot 10^{-1})$	$7.00 \cdot 10^{-1}(7.00 \cdot 10^{-1})$
$d\bar{d}(\bar{d}d) \to s\bar{s}b\bar{b}$	$2.40 \cdot 10^0(2.40 \cdot 10^0)$	$1.70 \cdot 10^0(1.70 \cdot 10^0)$
$d\bar{d}(\bar{d}d) \to c\bar{c}b\bar{b}$	$2.35 \cdot 10^0(2.35 \cdot 10^0)$	$1.70 \cdot 10^0(1.70 \cdot 10^0)$
$d\bar{d}(\bar{d}d) \to d\bar{d}b\bar{b}$	$2.24 \cdot 10^2(2.24 \cdot 10^2)$	$2.05 \cdot 10^2(2.05 \cdot 10^2)$
$d\bar{d}(\bar{d}d) \to u\bar{u}b\bar{b}$	$2.40 \cdot 10^0(2.40 \cdot 10^0)$	$1.70 \cdot 10^0(1.70 \cdot 10^0)$
$d\bar{d}(\bar{d}d) \to ggb\bar{b}$	$7.30 \cdot 10^1(7.30 \cdot 10^1)$	$5.86 \cdot 10^1(5.86 \cdot 10^1)$
$\bar{d}\bar{d} \to \bar{d}\bar{d}b\bar{b}$	$5.10 \cdot 10^1$	———
$d\bar{s}(\bar{s}d) \to d\bar{s}b\bar{b}$	$4.23 \cdot 10^1$ ———	$9.16 \cdot 10^1(9.16 \cdot 10^1)$
$ds(sd) \to dsb\bar{b}$	$4.23 \cdot 10^1$ ———	$9.16 \cdot 10^1(9.16 \cdot 10^1)$
$\bar{d}s(s\bar{d}) \to \bar{d}sb\bar{b}$	——— $4.23 \cdot 10^1$	$9.16 \cdot 10^1(9.16 \cdot 10^1)$
$\bar{d}\bar{s}(\bar{s}\bar{d}) \to \bar{d}\bar{s}b\bar{b}$	——— $4.23 \cdot 10^1$	$9.16 \cdot 10^1(9.16 \cdot 10^1)$
$gu(ug) \to gub\bar{b}$	$7.28 \cdot 10^2(7.82 \cdot 10^3)$	$2.37 \cdot 10^4(2.37 \cdot 10^4)$
$g\bar{u}(\bar{u}g) \to g\bar{u}b\bar{b}$	$7.82 \cdot 10^3(7.28 \cdot 10^2)$	$4.53 \cdot 10^3(4.53 \cdot 10^3)$
$gd(dg) \to gdb\bar{b}$	$1.01 \cdot 10^3(3.52 \cdot 10^3)$	$1.29 \cdot 10^4(1.29 \cdot 10^4)$
$gs(sg) \to gsb\bar{b}$	$7.61 \cdot 10^2(7.61 \cdot 10^2)$	$2.43 \cdot 10^3(2.43 \cdot 10^3)$
$g\bar{d}(\bar{d}g) \to g\bar{d}b\bar{b}$	$3.52 \cdot 10^3(1.01 \cdot 10^3)$	$5.47 \cdot 10^3(5.47 \cdot 10^3)$
$g\bar{s}(\bar{s}g) \to g\bar{s}b\bar{b}$	$7.61 \cdot 10^2(7.61 \cdot 10^2)$	$2.43 \cdot 10^3(2.43 \cdot 10^3)$
$gg \to b\bar{b}b\bar{b}$	$9.90 \cdot 10^1$	$6.58 \cdot 10^2$
$gg \to s\bar{s}b\bar{b}$	$4.80 \cdot 10^2$	$2.21 \cdot 10^3$
$gg \to c\bar{c}b\bar{b}$	$4.60 \cdot 10^2$	$2.24 \cdot 10^3$
$gg \to d\bar{d}b\bar{b}$	$3.85 \cdot 10^2$	$2.11 \cdot 10^3$
$gg \to u\bar{u}b\bar{b}$	$3.85 \cdot 10^2$	$2.11 \cdot 10^3$
$gg \to g\bar{g}b\bar{b}$	$3.62 \cdot 10^4$	$2.43 \cdot 10^5$
Total	$7.01 \cdot 10^4$ pb	$3.62 \cdot 10^5$ pb

Таблица 1.2: Сечения подпроцессов $jjb\bar{b}$ для Tevatron и LHC с обрезаниями: $\Delta R_{jj} > 0.5$, $p_t jet > 10$ ГэВ для Tevatron и $\Delta R_{jj(ej)} > 0.5$, $p_t jet > 20$ ГэВ для LHC.

p_{j2T}[ГэВ]	10	15	20	40
$\sigma^{exact}_{jjbb}[nb]$	70	32	14	1.2
$\sigma^{split}_{jjbb}[nb]$	64	22	8	0.25

Таблица 1.3: Сравнение сечений $jjb\bar{b}$ процесса при точных древесных вычислениях и в приближении функций расщепления при различных значениях обрезания по P_T^{j2} для Tevatron с дополнительными обрезаниями на этапе генерации событий: $\Delta R_{jj} > 0.5$, $P_T^{j1} > 10$ ГэВ

cuts	signal	Wbb	Wjj	WZ	$j(j)bb$	$t\bar{t}$	WH
Cut 1	$1.986{\cdot}10^2$	$3.680{\cdot}10^2$	$2.644{\cdot}10^2$	$2.059{\cdot}10^1$	$6.292{\cdot}10^2$	$5.849{\cdot}10^2$	$8.428{\cdot}10^0$
Cut 2	$1.514{\cdot}10^2$	$1.711{\cdot}10^2$	$1.034{\cdot}10^2$	$1.136{\cdot}10^1$	$1.114{\cdot}10^2$	$4.898{\cdot}10^2$	$6.491{\cdot}10^0$
Cut 3	$1.493{\cdot}10^2$	$1.453{\cdot}10^2$	$9.211{\cdot}10^1$	$1.053{\cdot}10^1$	$1.030{\cdot}10^2$	$4.898{\cdot}10^2$	$6.278{\cdot}10^0$
Cut 4	$1.295{\cdot}10^2$	$1.173{\cdot}10^2$	$7.687{\cdot}10^1$	$8.564{\cdot}10^0$	$8.910{\cdot}10^1$	$4.191{\cdot}10^2$	$5.145{\cdot}10^0$
Cut 5	$1.286{\cdot}10^2$	$1.107{\cdot}10^2$	$7.488{\cdot}10^1$	$8.515{\cdot}10^0$	$8.353{\cdot}10^1$	$4.186{\cdot}10^2$	$5.124{\cdot}10^0$
Cut 6	$1.249{\cdot}10^2$	$1.038{\cdot}10^2$	$6.649{\cdot}10^1$	$8.087{\cdot}10^0$	$6.961{\cdot}10^1$	$4.185{\cdot}10^2$	$5.013{\cdot}10^0$
Cut 7	$1.247{\cdot}10^2$	$1.031{\cdot}10^2$	$6.649{\cdot}10^1$	$7.419{\cdot}10^0$	$4.455{\cdot}10^1$	$1.055{\cdot}10^2$	$4.562{\cdot}10^0$
Cut 8	$1.216{\cdot}10^2$	$8.867{\cdot}10^1$	$6.141{\cdot}10^1$	$7.266{\cdot}10^0$	$3.619{\cdot}10^1$	$1.039{\cdot}10^2$	$4.490{\cdot}10^0$
Signal: 122, Background: 297; S/B$\simeq$ 0.41							

Таблица 1.4: Числа событий рождения одиночного топ-кварка и фоновых событий для Tevatron в зависимости от последовательного применения обрезаний, описанных в тексте.

cuts	signal	Wbb	Wjj	WZ	$j(j)bb$	$t\bar{t}$	WH
Cut 1	$1.212{\cdot}10^6$	$8.236{\cdot}10^4$	$1.724{\cdot}10^5$	$1.912{\cdot}10^4$	$1.155{\cdot}10^6$	$4.449{\cdot}10^6$	$6.124{\cdot}10^3$
Cut 2	$8.792{\cdot}10^5$	$5.143{\cdot}10^4$	$1.058{\cdot}10^5$	$1.177{\cdot}10^4$	$6.112{\cdot}10^5$	$3.762{\cdot}10^6$	$4.923{\cdot}10^3$
Cut 3	$8.764{\cdot}10^5$	$4.871{\cdot}10^4$	$1.015{\cdot}10^5$	$1.138{\cdot}10^4$	$6.053{\cdot}10^5$	$3.762{\cdot}10^6$	$4.854{\cdot}10^3$
Cut 4	$7.423{\cdot}10^5$	$3.826{\cdot}10^4$	$7.758{\cdot}10^4$	$9.048{\cdot}10^3$	$4.974{\cdot}10^5$	$3.262{\cdot}10^6$	$3.976{\cdot}10^3$
Cut 5	$7.401{\cdot}10^5$	$3.771{\cdot}10^4$	$7.735{\cdot}10^4$	$9.013{\cdot}10^3$	$4.957{\cdot}10^5$	$3.262{\cdot}10^6$	$3.972{\cdot}10^3$
Cut 6	$5.643{\cdot}10^5$	$3.649{\cdot}10^4$	$7.524{\cdot}10^4$	$7.545{\cdot}10^3$	$4.729{\cdot}10^5$	$6.214{\cdot}10^5$	$3.334{\cdot}10^3$
Cut 7	$5.370{\cdot}10^5$	$3.610{\cdot}10^4$	$7.408{\cdot}10^4$	$6.122{\cdot}10^3$	$2.411{\cdot}10^5$	$1.886{\cdot}10^5$	$2.740{\cdot}10^3$
Cut 8	$5.296{\cdot}10^5$	$3.177{\cdot}10^4$	$7.019{\cdot}10^4$	$6.030{\cdot}10^3$	$2.301{\cdot}10^5$	$1.886{\cdot}10^5$	$2.694{\cdot}10^3$
Signal: $5.3 \cdot 10^5$, Background: $5.3 \cdot 10^5$; S/B= 1.0							

Таблица 1.5: Числа событий рождения одиночного топ-кварка и фоновых событий для LHC в зависимости от последовательного применения обрезаний, описанных в тексте.

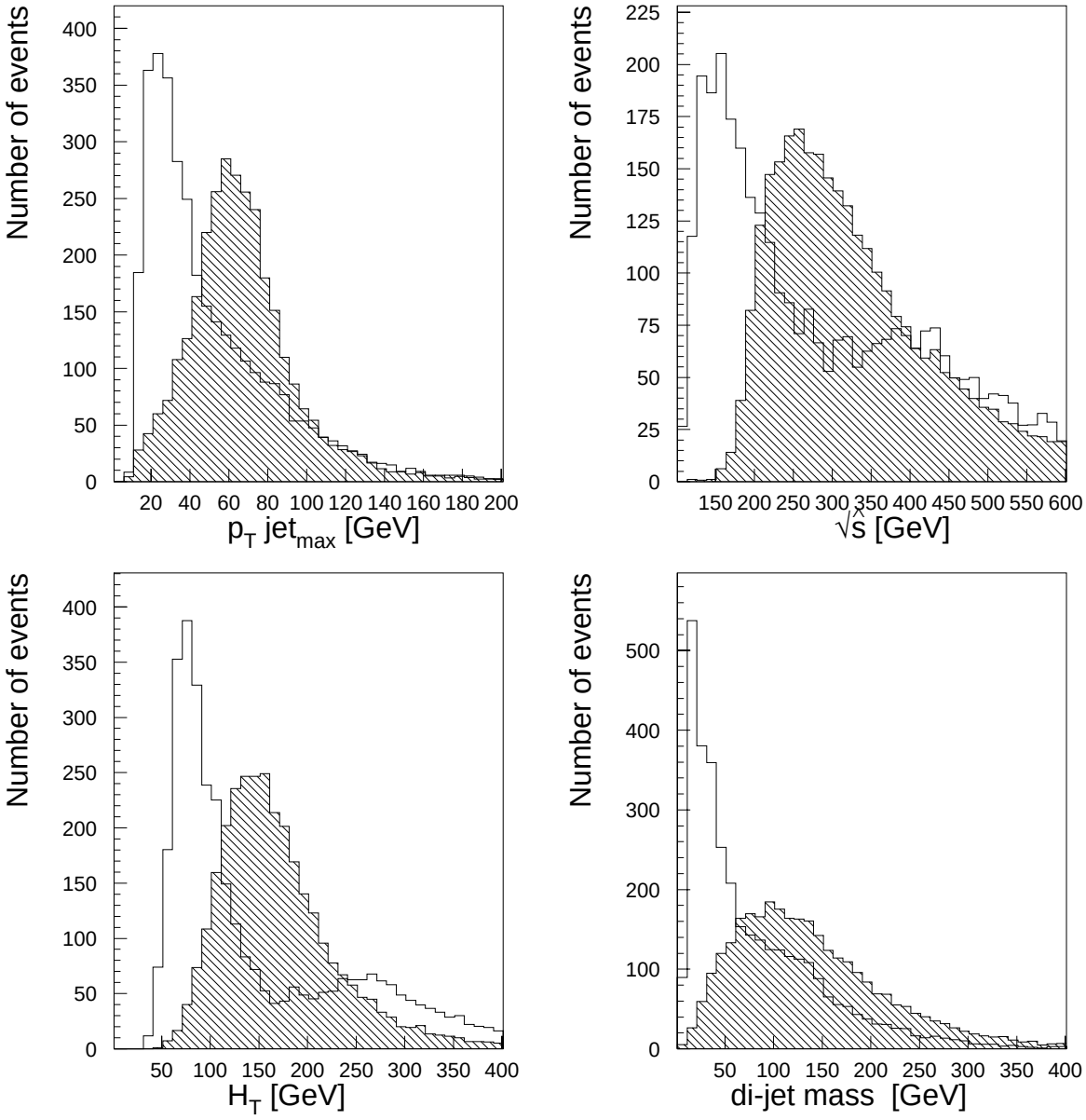

Рис. 1.11: Распределения сигнальных и фоновых событий по некоторым наиболее интересным переменным для Tevatron. Заштрихованная гистограмма показывает сигнальные события.

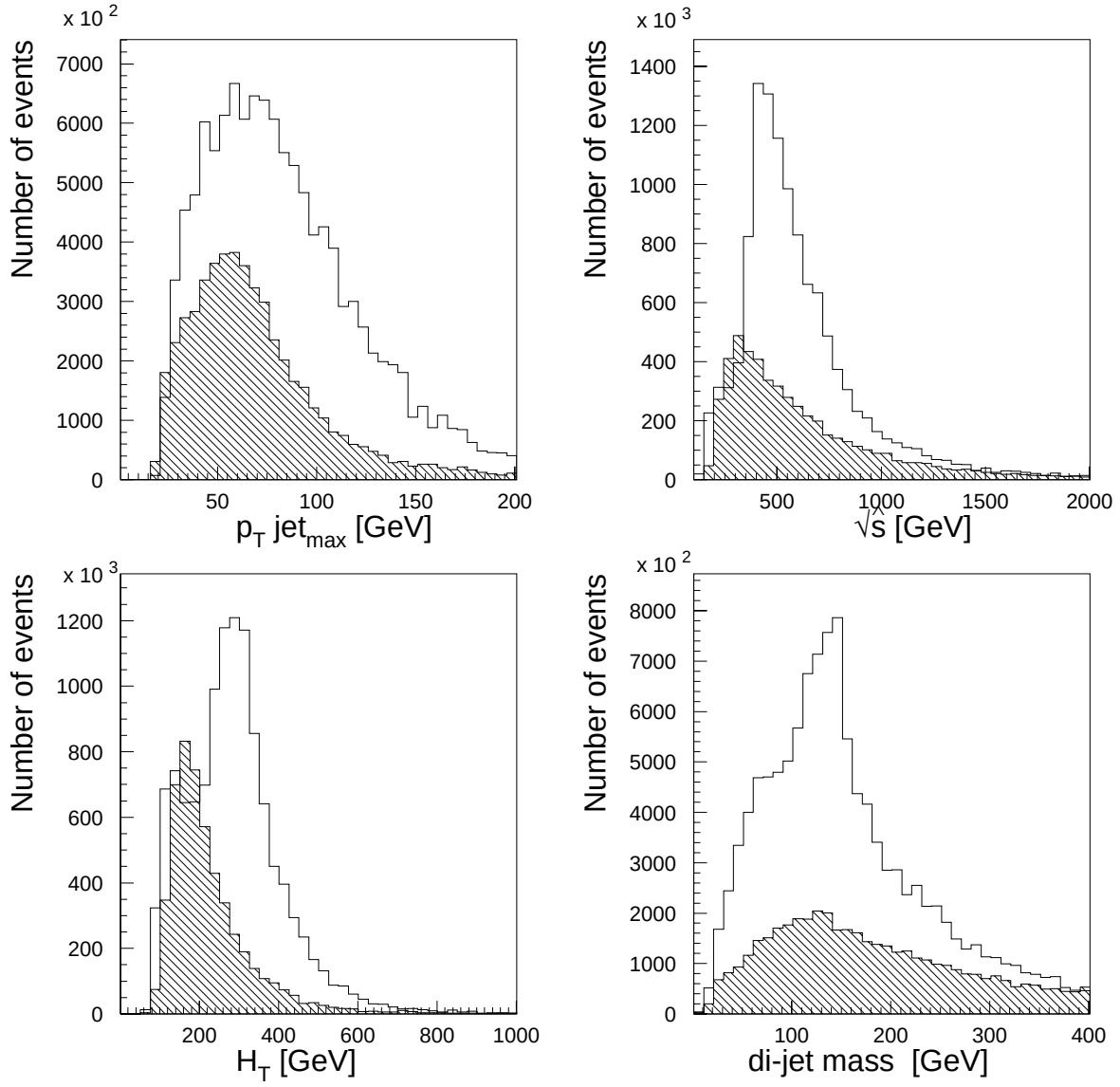

Рис. 1.12: Распределения сигнальных и фоновых событий по некоторым наиболее интересным переменным для LHC. Заштрихованная гистограмма показывает сигнальные события.

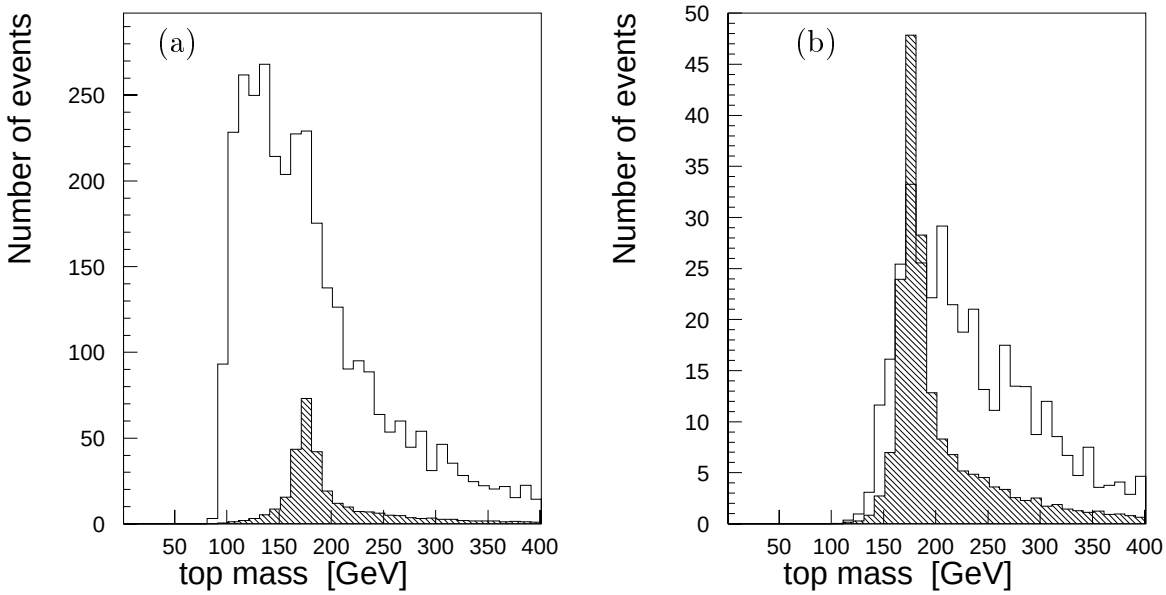

Рис. 1.13: Распределение по “эффективной” инвариантной массе топ-кварка до (a) и после (b) применения обрезаний для Tevatron. Заштрихованные гистограммы показывают сигнальные события.

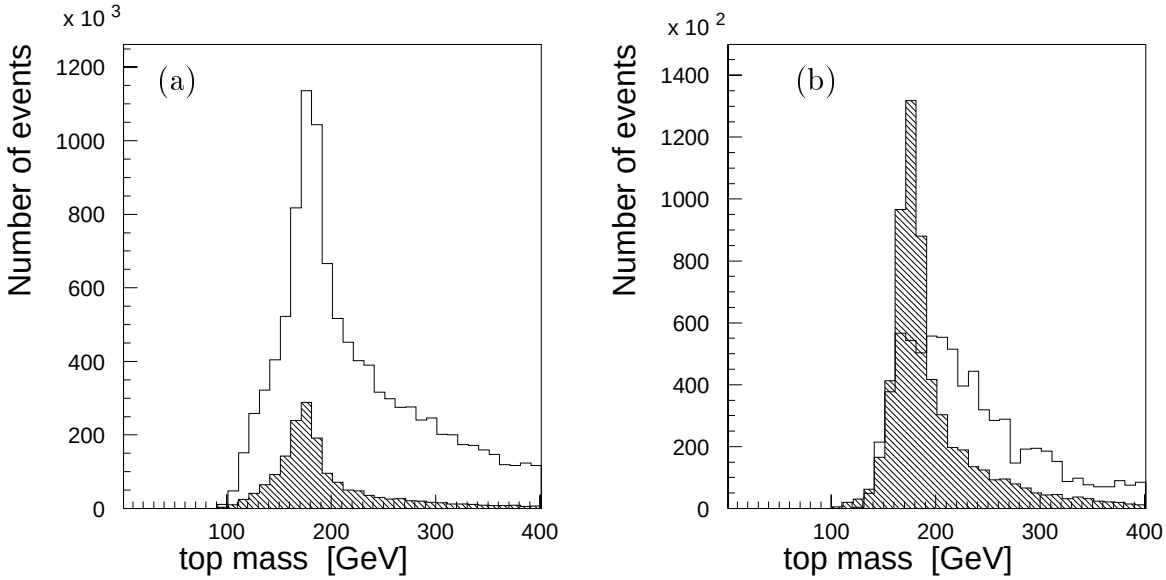

Рис. 1.14: Распределение по “эффективной” инвариантной массе топ-кварка до (a) и после (b) применения обрезаний для Tevatron. Заштрихованные гистограммы показывают сигнальные события.

Глава 2

Анализ возможных аномальных Wtb связей в рождении одиночного топ-кварка.

2.1 Постановка задачи

Наблюдение CDF и D0 коллаборациями [51] наиболее тяжелого t-кварка с массой примерно 175 ГэВ, близкое к косвенному прогнозу, основанному на точных электрослабых измерениях 177^{+7+16}_{-7-19} GeV [52], было важным подтверждением Стандартной Модели (СМ). Но все еще остается открытой проблема: почему t-кварк так тяжел и действительно ли это точечная частица? Любопытное численное совпадение между массой t и вакуумным средним $v/\sqrt{2} = 175$ ГэВ устанавливает константу связи юкавского взаимодействия для t-кварка близким к единице. Как было отмечено [53], из-за таких уникальных особенностей топ-кварк может впервые открыть окно в физику электрослабого нарушения симметрии и, возможно, в "новую физику".

Возможным сигналом "новой физики" могло бы быть отклонение от предсказаний СМ во взаимодействие t-кварка с другими полями. Важно изучить и измерить все вершины взаимодействия топ-кварка, в особенности, взаимодействие с W-бозоном и b-кварком, которое является ответственным почти за все распады t-кварка. Следовательно, события с рождением одиночного t-кварка чрезвычайно интересны на различных коллайдерах из-за того, что они непосредственно пропорциональны Wtb вершине и можно надеятся, что удастся определить структуру

вершины и возможные отклонения от предсказаний СМ с высокой точностью. Аналогичные исследования по измерению Wtb вершины в γe соударениях описаны в [54, 55].

В данной главе обсуждается возможная точность в определении структуры Wtb вершины на модернизированном коллайдере Tevatron и на LHC. По сравнению с предыдущими работами [26] новизна данных вычислений состоит в том, что выполнены полные вычисления на древесном уровне с учетом вклада от аномальных операторов в Wtb вершину для процессов $Wb\bar{b}$ и $Wb\bar{b}+\text{jet}$, диаграмм с рождением t-кварка и всех фоновых диаграмм. Были включены NLO поправки в часть с топ кварком [56]. Базируясь на анализе сингулярностей фейнмановских диаграмм и явных вычислениях, был определен набор наиболее чувствительных переменных и соответствующий им оптимальный набор обрезаний. Это позволяет наблюдать чистый сигнал от t-кварка выше уровня фона и дает возможность отслеживать возможные отклонения от предсказаний СМ. Приведенный ниже анализ опубликован в работе [16].

2.2 Основные процессы

Рождение одиночного топ-кварка на адронных коллайдерах изучалось в ряде работ [26, 56, 57] (включая внутренние ссылки). Наиболее полный набор процессов СМ дающих вклад в одиночное рождение топ-кварка исследован в работе [57] и наиболее аккуратные вычисления по NLO поправкам представлены в работе [56]. В недавних работах [58, 59] представлен Монте-Карло анализ сигнальных и фоновых процессов. Фейнмановские диаграммы для всех процессов, дающих вклад в рождение топ-кварка были, представлены (1.1) в предыдущей главе. Для поиска отклонений от СМ в структуре Wtb вершины необходимо найти более жесткие обрезания, выделяющие область фазового пространства, где отклонение от СМ было бы наиболее заметным. Для решения этой проблемы были проведены точные вычисления двух процессов

$$pp \to b\bar{b}W \tag{2.1a}$$

и

$$pp \to b\bar{b}W + \text{jet}, \tag{2.1b}$$

которые включают как сигнальные так и фоновые диаграммы.

Фейнмановские диаграммы для процесса (2.1a) показаны на рисунке 2.1 и для (2.1b) на рисунке 2.2 показана часть диаграмм, дающих

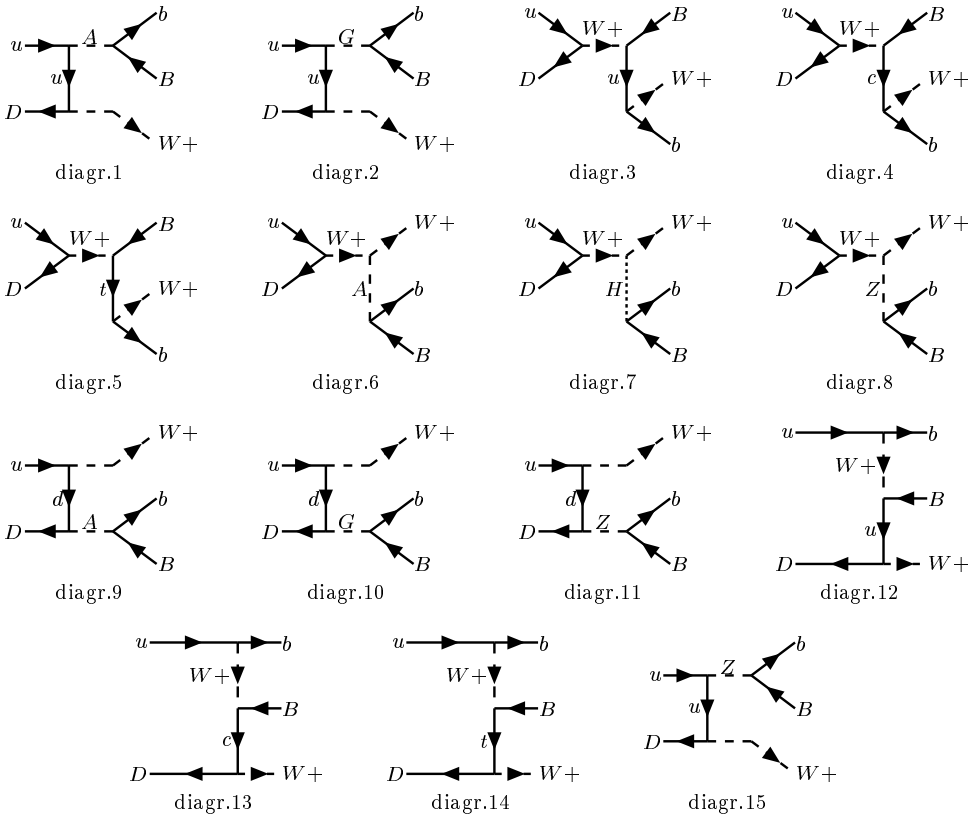

Рис. 2.1: Фейнмановские диаграммы для процесса $u\bar{d} \to b\bar{b}W$.

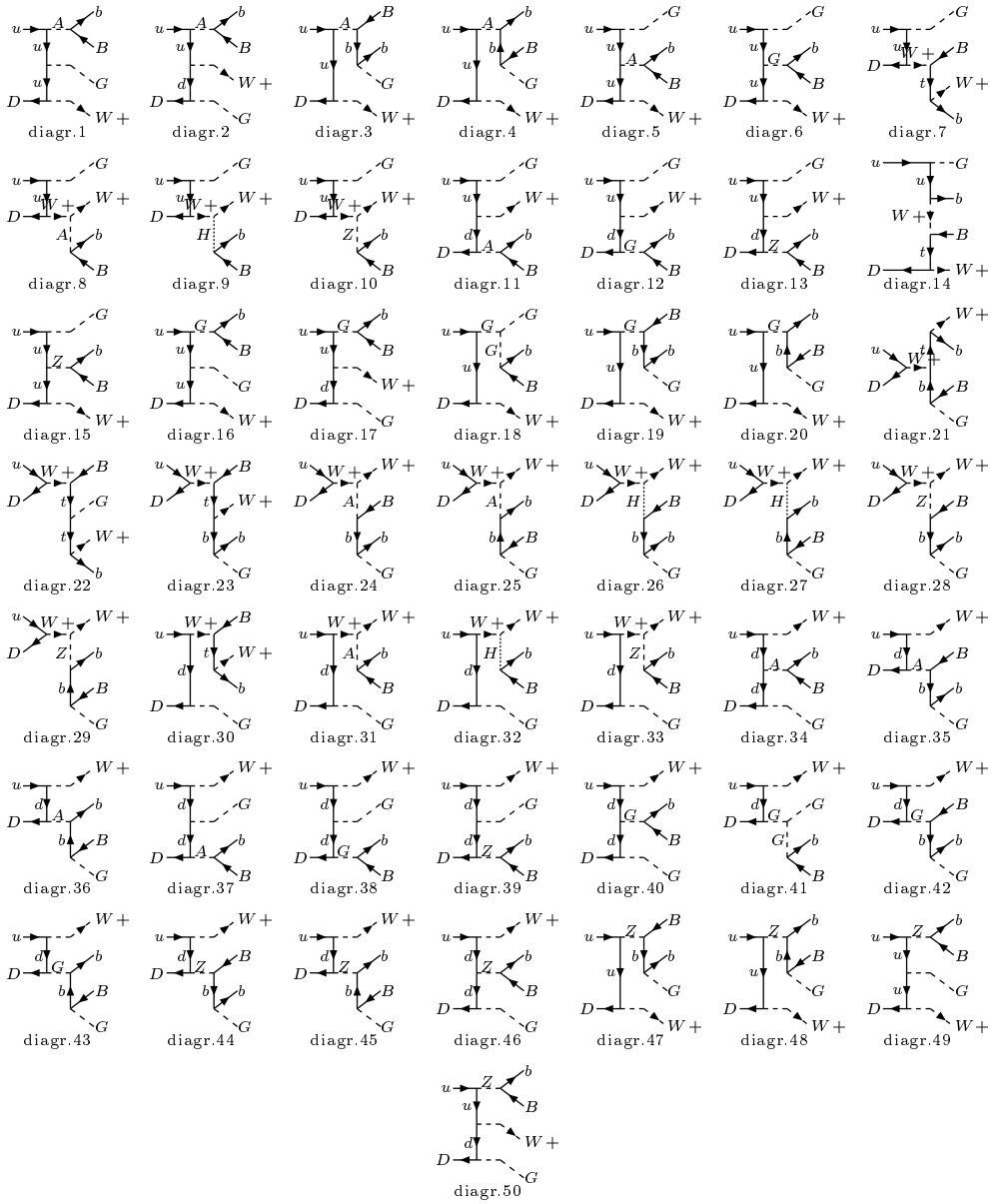

Рис. 2.2: Феинмановские диаграммы для процесса $u\bar{d} \to gb\bar{b}W$.

вклад в процесс $u\bar{d} \to b\bar{b}W + \text{jet}$. Процессы с глюоном в начальном состоянии не показаны, но включены в вычисления. Полный набор диаграмм включает сигнал от топ-кварка, диаграммы с Хиггс бозоном, КХД диаграммы с глюоном в промежуточном состоянии и несколько других электрослабых диаграмм, которые необходимо учесть. Хиггсовский вклад рассматривается как часть фона. В вычислениях рассматривался легкий Хиггс с массой от 80 до 120 ГэВ, как худший случай для сигнала одиночного топ-кварка, поскольку сечение рождения Хиггса быстро падает с увеличением массы Хиггс бозона [61]. Даже в этом случае Хиггс бозон дает очень малый вклад в часть фазового пространства, наиболее интересную для рождения одиночного топ-кварка.

Все вычисления выполнены с помощью пакета программ CompHEP [33], включая соответствующий учет сингулярностей и сглаживания в сингулярных переменных [62]. В вычислениях была использована CTEQ4M параметризация для партонных функций распределения [63]. Для процесса (2.1a) КХД масштаб выбирался на массе топ-кварка M_t. Этот выбор диктуется тем фактом, что мы выбираем кинематическую область, где два кварка аннигилируют в состояние, близкое к массовой поверхности топ-кварка. Для процессов, включающих W-глюонное слияние, выбор масштаба более тонок, как это отмечено в работе [56]. Следуя этому, мы зафиксировали масштаб на пересечении наших LO сечений с NLO результатами из работы [56]. Эта процедура ведет нас к масштабу КХД $Q^2 \approx (M_t/2)^2$. Тот факт, что этот масштаб разумно близок к массе топ-кварка, показывает, что коррекции не очень велики и служат в качестве *a posteriori* оправдания данной процедуры. Следовательно, мы учли важную часть NLO коррекций в наиболее интересной для нас жесткой кинематической области. Наконец, необходимо заметить, что требование на двойной b-tag в жесткой кинематической области подавляет вклады от процессов с b-кварком в начальном состоянии. Следовательно, этот источник теоретической неопределенности [56] для сигнала в этом случае отсутствует.

2.3 Аномальные Wtb связи

В модели независимого эффективного лагранжиана, приведенного в [64], семь аномальных CP сохраняющих операторов размерности шесть дают вклад в Wtb вершину с четырьмя независимыми форм факторами (явные выражения можно найти в [65]). Мы не пытаемся анализировать все семь операторов, вместо этого были исследованы два аномальных оператора магнитного типа.

Фактически, $V-$A связь, как и V_{tb} параметр в СМ, очень близка к единице, о чем говорят полученные данные [66]. Возможный $V+A$ форм-фактор сильно ограничен [65] данными CLEO [67] по распадам $b \to s\gamma$ на уровне более низком, чем можно ожидать даже на высоко энергичных γe коллайдерах [54]. Это оставляет нам возможность исследовать только два оставшихся магнитных форм фактора, что и было проделано с помощью процесса (2.1).

Как и в предыдущих работах [54], была принята нотация для лагранжиана в унитарной калибровке [68]:

$$\mathcal{L} = \frac{g}{\sqrt{2}} \left[W_\nu^- \bar{b} \gamma_\mu P_- t - \frac{1}{2M_W} W_{\mu\nu}^- \bar{b} \sigma^{\mu\nu} (F_2^L P_- + F_2^R P_+) t \right] + \text{h. c.}, \qquad (2.2)$$

где $W_{\mu\nu}^\pm = D_\mu W_\nu^\pm - D_\nu W_\mu^\pm$, $D_\mu = \partial_\mu - ieA_\mu$, $\sigma^{\mu\nu} = i/2[\gamma_\mu, \gamma_\nu]$ и $P_\pm = (1 \pm \gamma_5)/2$. Связи F_2^L and F_2^R пропорциональны коэффициентам $C_{tW\Phi}$ и $C_{bW\Phi}$ эффективного лагранжиана

$$F_2^{L(R)} = \frac{C_{t(b)W\Phi}}{\Lambda^2} \frac{\sqrt{2} v M_W}{g} \qquad (2.3)$$

Конечные фейнмановские правила (приложение в [54]) были вставлены в CompHEP.

2.4 Оптимальные переменные, подавление фона и структура сингулярностей в фейнмановских диаграммах

Как всегда, правильное выявление особенностей фейнмановских диаграмм совершенно необходимо для получения численно стабильных результатов при Монте-Карло интегрировании по фазовому пространству. Однако в этой части будут рассматриваться другие аспекты сингулярностей, имеющих значение для физического анализа.

До тех пор пока не накладываются обрезания, наибольшая часть любого рассматриваемого процесса идет от интегрирования по области фазового пространства, близкой к имеющимся сингулярностям.

На самом деле это простое наблюдение формирует основу для большинства наших интуитивных выборов оптимальных наборов обрезаний для выделения сигнала. Однако во многих случаях, возможно обратить этот процесс и использовать сингулярности для нахождения оптимального набора обрезаний для подавления фона. Этот метод требует анализа всех фейнмановских диаграмм, дающих вклад в сигнал и фон.

Иногда полезно сместить акцент с выделения сигнала на подавление фона, что будет полезно в случае, когда вклад сигнала не мал по сравнению с потерями от обрезаний. Такая ситуация складывается с рождением одиночного топ-кварка на LHC.

Общая процедура выбора основывается на сравнении набора $\mathcal{S}$ переменных с сингулярностями от всех сигнальных диаграмм с тем же набором $\mathcal{B}$ от всех диаграмм фона. Если $\mathcal{B}/\mathcal{S} \neq \emptyset$, т.е. существуют переменные с сингулярностями для фоновых диаграмм и без таковых для сигнальных диаграмм, и будет естественным обрезать такие переменные как можно сильнее. Понятно, что число независимых сингулярных переменных будет весьма ограничено в случае практического применения и общей классификации, допускающей общие рекомендации по выбору чувствительных переменных. Применение этого подхода для метода нейронных сетей описывается в главе IV и работах [22], [24], [21].

Возвращаясь к частному случаю рождения одиночного топ-кварка, находим, что в сигнальных диаграммах есть только одна сингулярная переменная – инвариантная масса M_{Wb} продуктов распада t, которая будет иметь полюс $M_{Wb} = M_t$. Этот вклад, разумеется, должен быть сохранен.

В фоновых диаграммах s-канальная сингулярность есть в инвариантной массе $M_{b\bar{b}}$ пары $b\bar{b}$ на значениях 0, M_Z и M_H. Поскольку ККМ матричный элемент V_{ub} пренебрежимо мал, можно проигнорировать диаграммы с Wub-вершиной и рассматривать t-канальные переменные $t_{u\to b\bar{b}} = t_{\bar{d}\to W}$ и $t_{\bar{d}\to b\bar{b}} = t_{u\to W}$. К сожалению, t-канальные переменные ненаблюдаемы напрямую в адронных соударениях, но мы можем использовать поперечный импульс, как приближение, в соответствии с формулой 4.10. В нашем случае это будет P_T пары $b\bar{b}$ или, что эквивалентно, P_T^W.

Исходя из этих простых аргументов можно утверждать, что инвариантная масса $M_{b\bar{b}}$ и поперечный импульс P_t^W наиболее эффективны при определении обрезаний для выделения процесса (2.1a).

Аналогичные соображения для диаграмм на рисунке 2.2 ведут к переменным $M_{b\bar{b}}$, $P_T^{b\bar{b}}$ и P_T^W (две последнии не эквивалентны для процесса (2.1b)). В данном случае, включение распределений по поперечному импульсу одиночных струй P_T^b и P_T^q проблематично, так как присутствуют одинаковые сингулярности для фоновых и сигнальных диаграмм, что дает похожие, не разделяющиеся пики. Следовательно, обрезания на эти переменные следует вводить из условия устойчивого выделения струи и минимального обрезания сигнальных событий.

Разумеется, существуют другие переменные, имеющие различные распределения для сигнала и фона, и не связанные с сингулярностями в диаграммах. Примером такой переменной является энергия начальных

партонов $\hat{s}$, где отличие связано с разными порогами для сигнальных и фоновых процессов.

2.5 Распределения и численные результаты

Для иллюстрации кинематических закономерностей процесса (2.1) на рисунках 2.3, 2.4, 2.5, и 2.6 показаны различные распределения по описанным выше переменным с мягкими начальными обрезаниями на P_T^j, псевдобыстроту струи и разделитель струй $\Delta R_{jj(ej)}$

$$P_T^j > 10\,\text{GeV}, \quad |\eta_j| < 2.5, \quad \Delta R_{jj(ej)} > 0.5 \quad \Big\} \quad \text{Tevatron} \tag{2.4a}$$

$$P_T^j > 20\,\text{GeV}, \quad |\eta_j| < 3, \quad \Delta R_{jj(ej)} > 0.5 \quad \Big\} \quad \text{LHC} \tag{2.4b}$$

Рисунки позволяют сравнить распределения сигнальной части диаграмм с полным набором диаграмм в СМ. Обозначения b_1 и b_2 относятся к b-струям с большим и меньшим P_T, соответственно. Чтобы сделать вклад топ-кварка более видимым на распределениях, был введен масштабный фактор, как показано на рисунке. Как и показывал анализ особенностей, распределения для топ-кварка и фона значительно отличаются друг от друга.

Импульсы, стоящие в аномальных связях (2.2), дают дополнительные возможности для нахождения отклонений от СМ, причем отклонение увеличивается с энергией и импульсами. Однако, сечение быстро падает с увеличением P_T, и для сохранения статистики оптимальные ограничения не должны быть слишком жесткими.

Оптимальные обрезания будут разными для Tevatron и LHC, также они будут разными и для каждого процесса. Для процесса (2.1a) были найдены следующие обрезания:

$$\left.\begin{array}{rr} P_T^{b_1} > 30\,\text{GeV}, & P_T^{b_2} > 20\,\text{GeV}, \\ M_{b\bar{b}} > 100\,\text{GeV}, & P_T^{b\bar{b}}, P_T^W > 30\,\text{GeV} \end{array}\right\} \quad \text{Tevatron} \tag{2.5a}$$

$$\left.\begin{array}{rr} P_T^{b_1} > 50\,\text{GeV}, & P_T^{b_2} > 20\,\text{GeV}, \\ M_{b\bar{b}} > 100\,\text{GeV}, & P_T^{b\bar{b}}, P_T^W > 100\,\text{GeV} \end{array}\right\} \quad \text{LHC} \tag{2.5b}$$

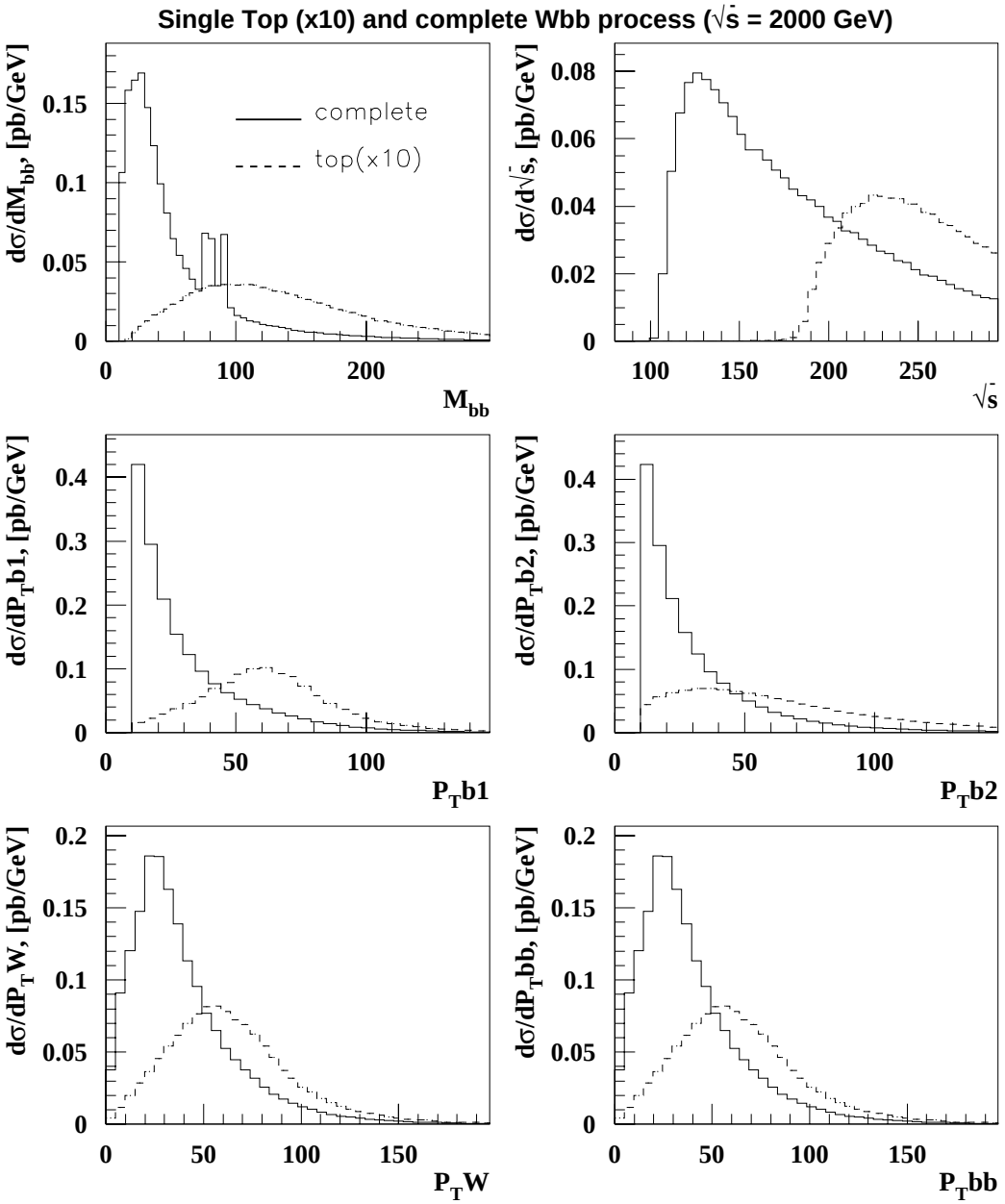

Рис. 2.3: Распределения для инвариантных масс и поперечных импульсов для процесса $p\bar{p} \to b\bar{b}W$ для Tevatron после наложения мягких обрезаний (2.4a).

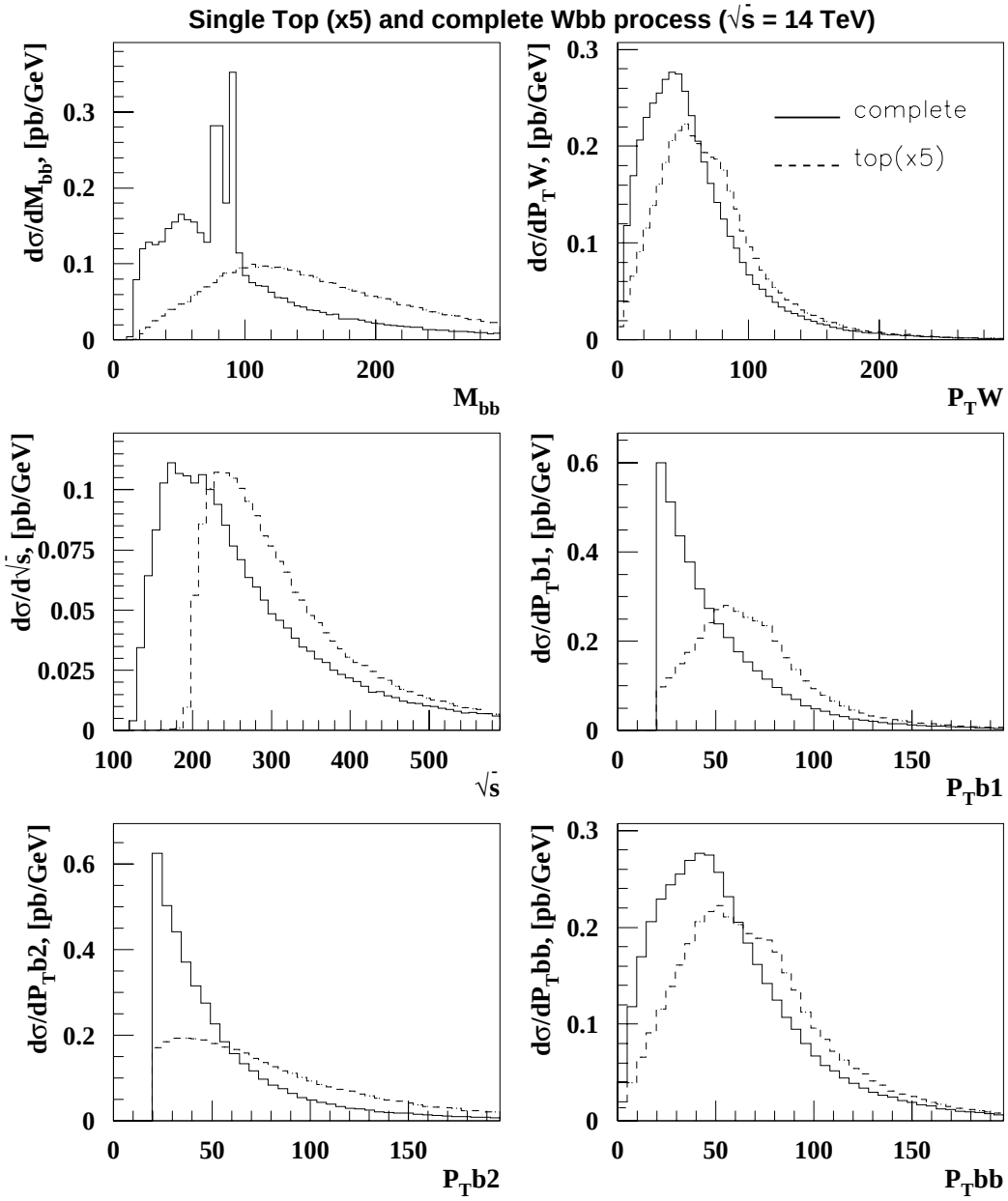

Рис. 2.4: Распределения для инвариантных масс и поперечных импульсов для процесса $p\bar{p} \to b\bar{b}W$ для LHC после наложения мягких обрезаний (2.4b).

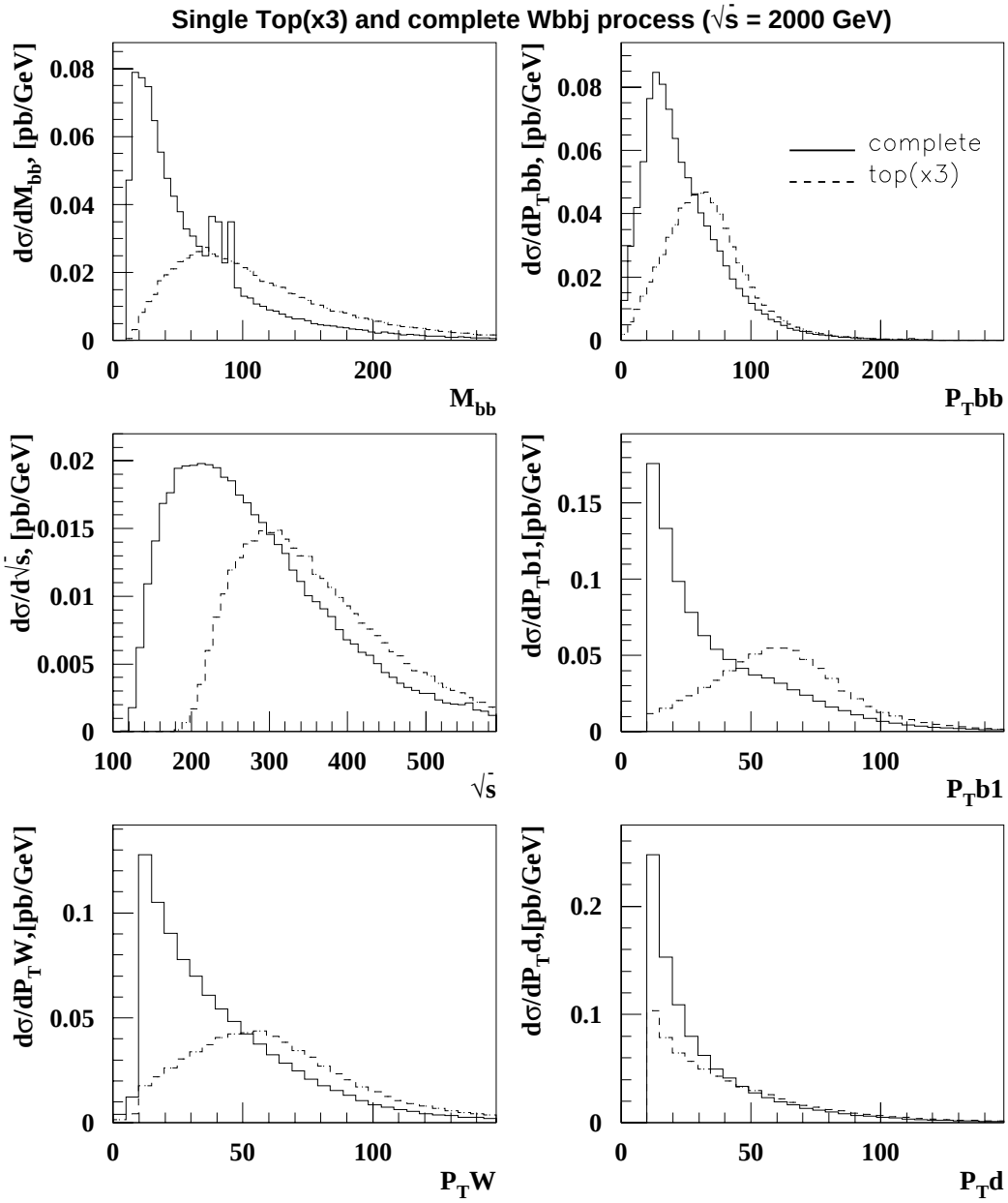

Рис. 2.5: Распределения для инвариантных масс и поперечных импульсов для процесса $pp \to jb\bar{b}W$ для Tevatron после наложения мягких обрезаний (2.4a).

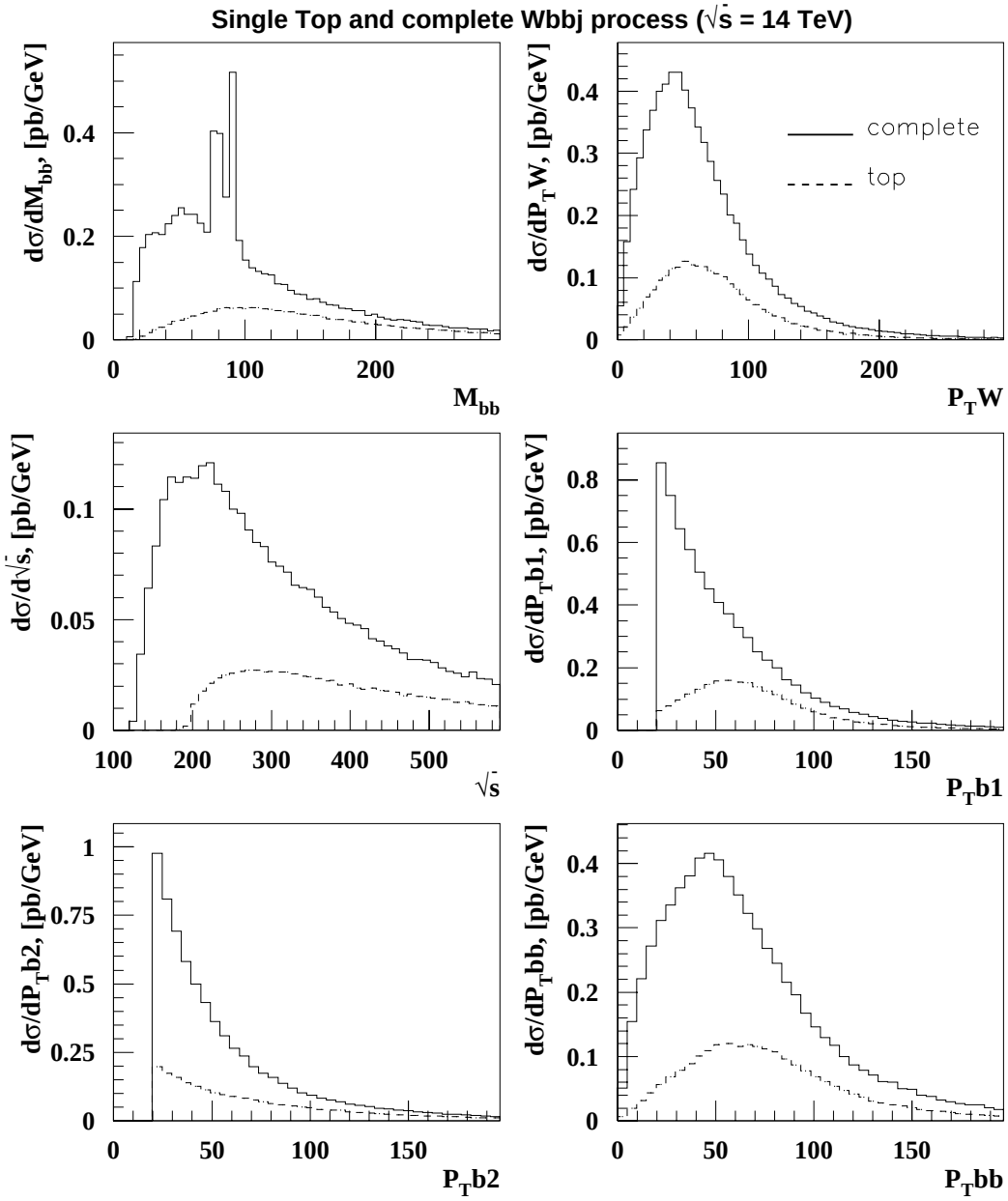

Рис. 2.6: Распределения для инвариантных масс и поперечных импульсов для процесса $pp \to jb\bar{b}W$ для LHC после наложения мягких обрезаний (2.4b).

Процесс	Tevatron σ, pb		LHC σ, pb	
$ud \to W^+bb$ / $\bar{u}d \to W^-b\bar{b}$	мяг.обр. (2.4a)	опт.обр. (2.5a)	мяг.обр. (2.4b)	опт.обр. (2.5b)
полный	8.1	0.68	16.6 / 10.4	3.8 / 2.4
сигнал	0.57	0.30	3.2 / 1.8	1.7 / 0.9
$ug \to dW^+bb$ / $\bar{u}g \to \bar{d}W^-b\bar{b}$	мяг.обр. (2.4a)	опт.обр. (2.5c)	мяг.обр. (2.4b)	опт.обр. (2.5d)
полный	1.4	0.32	28.4 / 5.8	9.6 / 1.8
сигнал	0.42	0.27	18.0 / 2.0	7.8 / 1.5
$ud \to gW^+bb$ / $\bar{u}d \to gW^-b\bar{b}$	мяг.обр. (2.4a)	опт.обр. (2.5c)	мяг.обр. (2.4b)	опт.обр. (2.5d)
полный	2.5	0.34	4.6 / 1.4	2.6 / 0.8
сигнал	0.38	0.13	1.4 / 0.7	0.8 / 0.4
$gd \to \bar{u}W^+bb$ / $gd \to uW^-b\bar{b}$	мяг.обр. (2.4a)	опт.обр. (2.5c)	мяг.обр. (2.4b)	опт.обр. (2.5d)
полный	0.41	0.08	6.0 / 15.2	1.7 / 4.0
сигнал	0.12	0.07	4.0 / 9.0	1.6 / 3.6

Таблица 2.1: Сечения полного процесса и вклад сигнала на Tevatron и LHC. Наборы обрезаний, мягкие (мяг.обр.) и оптимизированные (опт.обр.), приведены в тексте.

и для процесса (2.1b)

$$\left.\begin{array}{lll} P_T^{b_1} > 40\,\text{GeV}, & P_T^{b_2}, P_T^{j} > 20\,\text{GeV}, & \\ M_{b\bar{b}} > 40\,\text{GeV}, & P_T^{b\bar{b}} > 30\,\text{GeV}, & P_T^{W} > 20\,\text{GeV} \end{array}\right\} \quad \text{Tevatron} \tag{2.5c}$$

$$\left.\begin{array}{lll} P_T^{b_1} > 50\,\text{GeV}, & P_T^{b_2}, P_T^{j} > 20\,\text{GeV}, & \\ M_{b\bar{b}} > 100\,\text{GeV}, & P_T^{b\bar{b}} > 100\,\text{GeV}, & P_T^{W} > 30\,\text{GeV} \end{array}\right\} \quad \text{LHC} \tag{2.5d}$$

Как будет показано ниже, критически важно использовать оба процесса (2.1a) и (2.1b) для установления пределов на аномальные связи на LHC. Для демонстрации действия обрезаний в таблице 2.1 приведены сечения для разных подпроцессов на двух коллайдерах. Необходимо отметить, что сечение рождения топа и анти-топа вместе с соответствующими фонами различается для pp-коллайдера LHC, в то время как они равны на $p\bar{p}$-коллайдере Tevatron. Числа, помеченные “полный”, соответствуют вкладу всех диаграмм СМ, включая диаграммы с топ-кварком и все

Систематика	F_2^L	F_2^R
$\pm$ 10%	$-0.18 \quad \ldots \quad +0.55$	$-0.24 \quad \ldots \quad +0.25$
$\pm$ 0%	$-0.07 \quad \ldots \quad +0.11$	$-0.18 \quad \ldots \quad +0.21$

Таблица 2.2: Нескоррелированные пределы на аномальные связи для Tevatron в зависимости от величины систематической ошибки. Статистическая ошибка включена.

интерференции. Числа показывают существенное увеличение отношения сигнала к фону при требовании оптимизированных обрезаний (2.5).

Зависимость полного сечения для процесса (2.1) от аномальных связей после оптимизированных обрезаний (2.5) показана в верхней части рисунка 2.7 для Tevatron и на рисунке 2.8 для LHC. В нижней части этих рисунков показаны контуры ограничений, соответствующих двум стандартным отклонениям от СМ. Контур ограничения соответствует электронной и мюонной распадным модам W-бозона, включая каскадный распад τ в электрон и мюон. Общая эффективность отбора событий в рассматриваемой кинематической области, включая отбор двух b-струй, принята равной 50% и интегральная светимость для Tevatron $L_T = 2\text{fb}^{-1}$, и для LHC $L_{LHC} = 100$ fb^{-1}.

Комбинированный контур на рисунке 2.7 соответствует оптимистическому сценарию, когда учтены только статистические ошибки. Для модернизированного Tevatron коллайдера, можно ожидать систематическую неопределенность примерно 10% ([26]). Результирующий контур ограничений показан на рисунке 2.7.

Рисунок 2.8 показывает, что для LHC важно измерить оба процесса (2.1), поскольку, хотя для каждого процесса область ограничения велика, но пересечение этих областей выделяет небольшую часть и ограничение на аномальные связи будет существенно более жестким, примерно на порядок лучше, чем на Tevatron.

Сечение рождения топ-кварка на LHC отличается от сечения рождения анти-топ кварка. Эта асимметрия обеспечивает дополнительные возможности на LHC, которых нет на Tevatron. Зависимость асимметрии от аномальных связей и исключающий контур на уровне двух стандартных отклонений показаны на рисунке 2.9 с применением обрезаний (2.5b,2.5d).

Систематические неопределенности (от ΔM_W, ΔM_t, структурных функций партонов, масштаба КХД, неопределенности в светимости, и т.п.) будут играть важную роль на LHC. Однако, невозможно предсказать их достаточно точно до проведения различных измерений на работающем

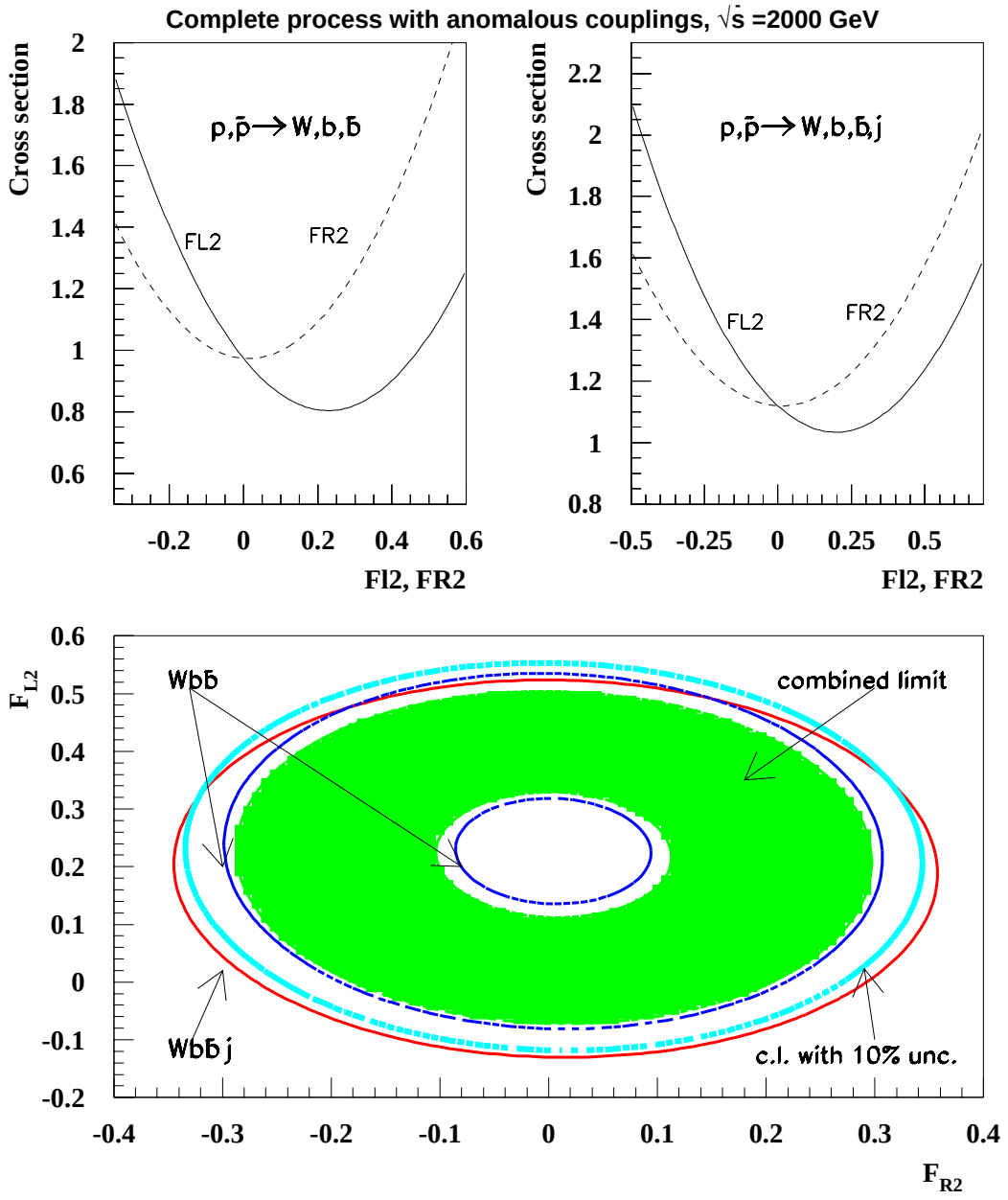

Рис. 2.7: Сечения после оптимизированных обрезаний (2.5a,2.5c) и соответствующие ограничения на аномальные связи для Tevatron.

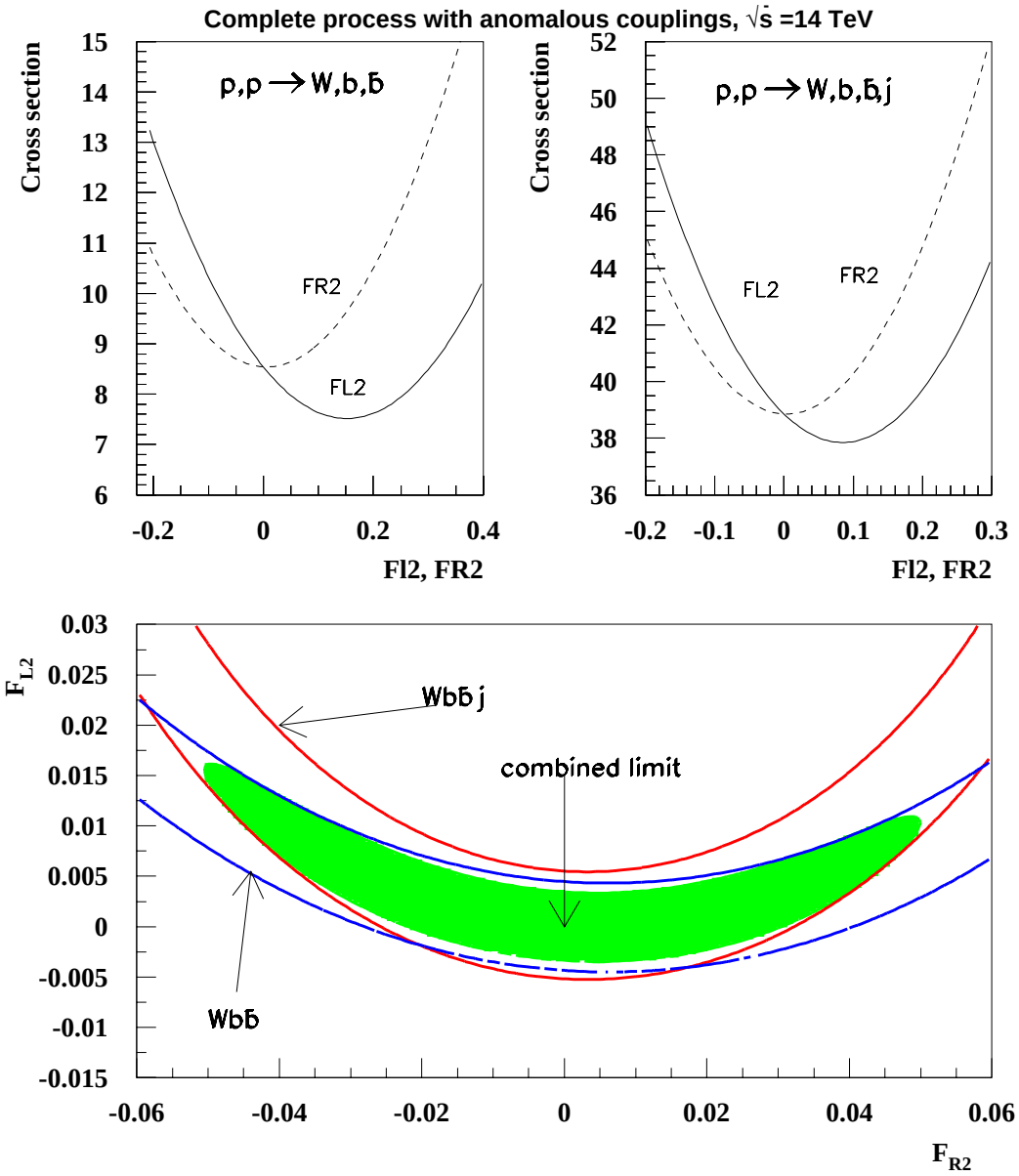

Рис. 2.8: Сечения после оптимизированных обрезаний (2.5b,2.5d) и соответствующие ограничения на аномальные связи для LHC.

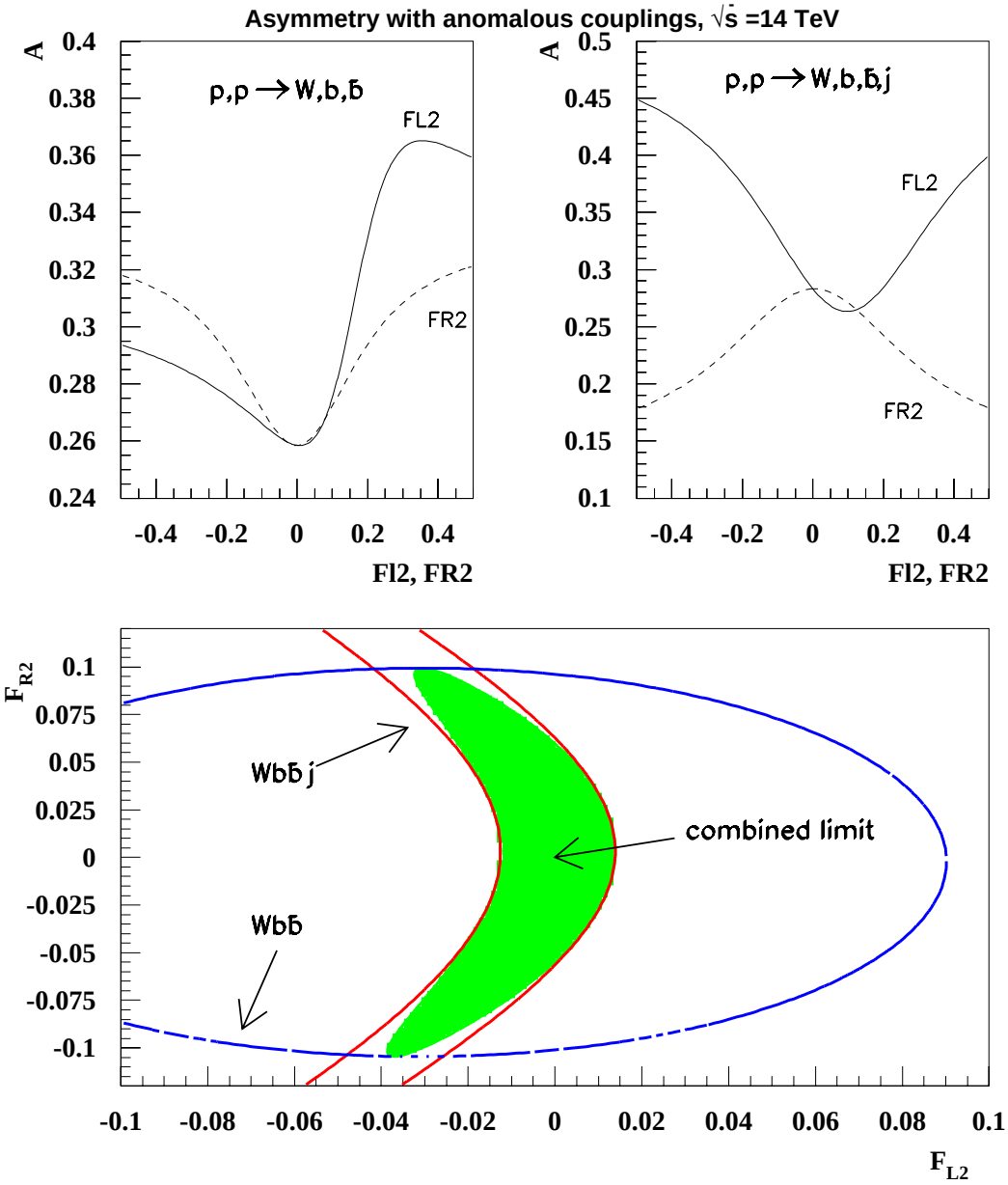

Рис. 2.9: Асимметрия рождения топ и анти-топ-кварков после оптимизированных обрезаний (2.5b,2.5d) и соответствующие пределы на аномальные связи для LHC.

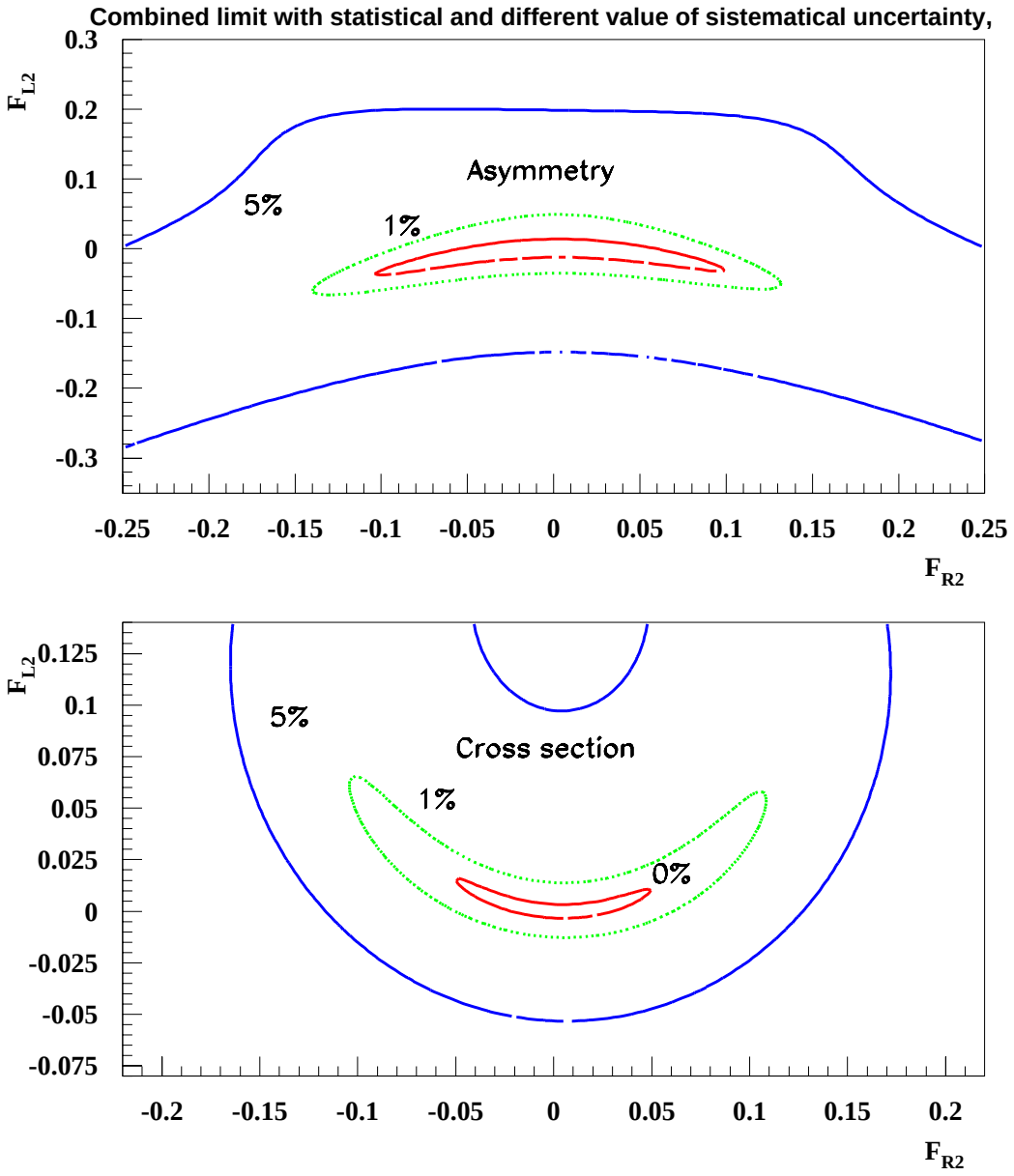

Рис. 2.10: Зависимость ограничений на аномальные связи от величины систематической ошибки на LHC.

Систематика	F_2^L			F_2^R		
$\pm$ 10%	-0.094	...	$+0.34$	-0.17	...	$+0.18$
$\pm$ 5%	-0.052	...	$+0.097$	-0.12	...	$+0.13$
$\pm$ 1%	-0.013	...	$+0.014$	-0.05	...	$+0.06$
$\pm$ 0%	-0.003	...	$+0.003$	-0.022	...	$+0.03$

Таблица 2.3: Нескоррелированные пределы на аномальные связи на LHC в зависимости от величины систематической ошибки. Статистическая ошибка включена.

	F_2^L			F_2^R		
Tevatron ($\Delta_{\text{sys.}} \approx 10\%$)	-0.18	...	$+0.55$	-0.24	...	$+0.25$
LHC ($\Delta_{\text{sys.}} \approx 5\%$)	-0.052	...	$+0.097$	-0.12	...	$+0.13$
γe ($\sqrt{s_{e^+e^-}} = 0.5$TeV)	-0.1	...	$+0.1$	-0.1	...	$+0.1$
γe ($\sqrt{s_{e^+e^-}} = 2.0$TeV)	-0.008	...	$+0.035$	-0.016	...	$+0.016$

Таблица 2.4: Нескоррелированные пределы на аномальные связи на разных машинах.

коллайдере. Следовательно, мы можем только взять некоторый набор из комбинированных систематических неопределенностей и добавить их в наши вычисления. На рисунке 2.10 показано ухудшение контуров ограничения при включении 1% и 5% систематической ошибки. В таблице 2.2 и 2.3 для Tevatron и LHC, соответственно, приведены нескоррелированные ограничения на параметры F_2^L и F_2^R в зависимости от различных систематических неопределенностей. К сожалению, включение 10% систематической ошибки на LHC существенно уменьшает чувствительность и область ограничения на аномальные параметры становится сравнимой с областью, исключаемой на Tevatron.

Можно сравнить потенциал адронных коллайдеров со следующим поколением e^+e^- линейных коллайдеров (LC), где лучшая чувствительность может быть достигнута в высоко энергичных γe-столкновениях [54, 55]. Результат этого сравнения показан в таблице 2.4. Можно видеть, что LC на 500 ГэВ превзойдет Tevatron в 2-5 раз (систематическая ошибка принята равной 10%). Тем не менее, ожидается, что модифицированный Tevatron начнет работу задолго до LC и, следовательно, будут доступны первые прямые измерения Wtb вершины.

LHC сможет конкурировать с 500 ГэВ LC только при весьма малой систематической неопределенности (порядка 1%), что будет трудно

достижимо. В более реалистичном сценарии, при 5% систематической ошибке, LHC существенно улучшит ограничения Tevatron, но будет проигрывать высоко энергичным LC в 3-8 раз в зависимости от исследуемых связей.

В настоящий анализ не включались приводимые источники фонов (фон с другой конечной сигнатурой, но в некоторых ситуациях имитирующий сигнал) [58, 59]. Однако этот вклад будет сильно подавлен в кинематической области, соответствующей оптимизированным обрезаниям. Тем не менее, при экспериментальном анализе его необходимо учитывать.

2.6 Основные результаты

Подводя итог проведенного анализа можно отметить, что в данной работе были проведены вычисления полного набора древесных диаграмм для процессов (2.1b), (2.1a) с учетом аномальных вкладов в Wtb операторы. На основе анализа сингулярностей фейнмановских диаграмм были найдены наиболее чувствительные переменные для отделения рождения одиночного топ-кварка от фоновых процессов. Было показано, что, используя найденные оптимизированные обрезания, можно существенно подавить фон, оставив статистику сигнальных событий, достаточную для определения жестких ограничений на аномальные связи. Из результатов проведенного анализа следует, что Tevatron (Run II) дает возможность впервые напрямую исследовать Wtb связь, а точность, которой можно будет достигнуть на LHC приведет к вполне жестким ограничениям на аномальные вклады. Уменьшения систематической неопределенности на LHC можно достичь, используя асимметрию рождения топ и антитоп-кварка; кроме того, важно регистрировать оба исследуемых процесса раздельно, что даст наиболее жесткое ограничение. Для более детальных предсказаний необходимо полное моделирование отклика детектора и учет эффективности программ реконструкции событий.

Глава 3

Поиск электрослабого рождения топ кварков на DØ детекторе коллайдера Tevatron (Run I).

3.1 Исследуемые процессы

В предыдущих главах был описан феноменологический подход к поиску электрослабого рождения топ кварков и пояснены основные мотивы таких исследований. В настоящее время экспериментальный поиск доступен только на коллайдере Tevatron (ФНАЛ, США). Автор диссертации принимал непосредственное участие в эксперименте DØ и в анализе данных при поиске одиночного рождения топ кварков на DØ детекторе. В работе по анализу данных использовались генераторы, описанные в главе I, и наработки проведенного феноменологического анализа. В данной главе описывается экспериментальный классический метод анализа и приводятся его результаты. В следующей главе представлен дополнительный анализ на основе нейронных сетей, позволивший существенно улучшить результаты классического анализа. Все детали проведенных экспериментальных исследований можно найти в двух отчетах (ФНАЛ) [18](200 страниц), [20](100 страниц). Ниже описываются основные этапы исследований, приводятся наиболее важные промежуточные таблицы и полученные результаты.

В предыдущих главах было отмечено, что требование на регистрацию b-струи при отборе событий сильно понижает вклад фона. Применение этого требования вместе с классическими методами анализа данных да-

ет возможность впервые поставить прямые экспериментальные ограничения на сечение электрослабого рождения топ-кварка на существующих данных. Ниже описывается экспериментальный анализ, проведенный классическими методами на данных, полученных в течении Run I (1992-1996 г.г.) с использованием DØ детектора на коллайдере Tevatron. Требование присутствия мюона в струе использовалось как основной метод для идентификации b-струи.

Исследовались два основных процесса электрослабого рождения топ кварков, s-канальный и t-канальный. Процессы и способы моделирования описаны в предыдущих главах. Дополнительно для всех Монте-Карло событий было проведено моделирование отклика DØ детектора и программ реконструкции. Процессы идентифицировались по наличию одного изолированного электрона или мюона и незарегистрированной поперечной энергии, которые предположительно идут от распада $W \to l, \nu$. Дополнительно, событие должно содержать от двух до четырех струй, причем как минимум в одной струе должен присутствовать мюон, идентифицирующий струю как идущую от b-кварка.

Основными фоновыми процессами после применения таких условий будет парное рождения t-кварков в сильных взаимодействиях (ниже обозначается $t\bar{t}$), многоструйные КХД события с ложной идентификацией одной из струй как электрона (ниже обозначается QCD), рождение W-бозона в ассоциации с двумя и более струями (Wjj). Для моделирования парного рождения $t\bar{t}$ использовался пакет HERWIG [35], далее проводилось полное моделирование отклика DØ детектора и программ реконструкции. Вклад многоструйных КХД событий с ложным электроном оценивался экспериментально с использованием данных DØ. Многоструйные события нормировались на вероятность идентификации струи как электрона для каждой струи, удовлетворяющей требованиям по E_T и η для электронов. Вероятность ложной идентификации определялась на том же наборе многоструйных событий, но с требованием $\not{E}_T < 15$ ГэВ и составляла $(0.0160 \pm 0.0016)\%$ для $|\eta^{\rm det}| < 1.1$ и $(0.0622 \pm 0.0048)\%$ для $|\eta^{\rm det}| > 1.5$. Метод, использованный для вычисления этой вероятности, является стандартным для DØ коллаборации и описан в работе [18], он основан на фитировании отношения количества электронов в отобранных КХД событиях к числу струй, которые проходят кинематические обрезания для электрона. Результаты фитирования показаны на рисунке 3.1. Вклад фоновых событии от Wjj оценивался с помощью функций вероятности μ-тагирования (tag-rate functions), примененных к нетагированным событиям, прошедшим все необходимые обрезания. Метод является стандартным в DØ коллаборации и его полное описание можно найти в [18]. Функции вероятности μ-тагирования измерялись на

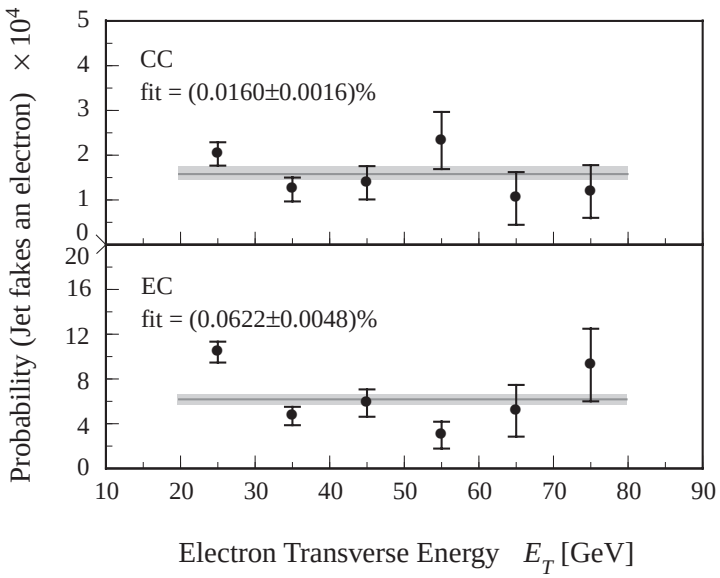

Рис. 3.1: Вероятность ложной идентификации адронной струи, как электрона в зависимости от E_T струи. В центральной части калориметра (CC) и крайней части калориметра (EC).

многоструйных КХД событиях (на большой статистике) и имеют смысл относительной вероятности того, что струя с заданными E_T и η имеет тагирующий мюон. Образцы были скорректированы на небольшое отличие в эффективности триггеров для тагированных и нетагированных событий. Мюонный канал (поиск для моды $W \to \mu, \bar{\nu}_\mu$) был скорректирован на дополнительный фактор 0.688 ± 0.034, учитывающий эффект обрезания по $\Delta\phi$ (описан ниже), которое используется для уменьшения вклада космических мюонов. В заключение, для предотвращения двойного учета, была проведена процедура вычитания ожидаемого вклада событий от $t\bar{t}$, QCD и сигнала.

3.2 Отбор событий

DØ детектор [69] имеет три основные компоненты: центральную трековую систему, включающую TRD детектор, урановый с жидким аргоном калориметр и мюонный спектрометр.

Схематично представляемый анализ показан на рисунке 3.2. В первой строке показаны МК генераторы, использовавшиеся в анализе, моделирование отклика детектора и триггеров, программы реконструкции.

Записывались два набора образцов – данные и МК. Далее анализ проводился с применением одинаковых пакетов программ и для данных, и для МК. Полное описание каждого этапа можно найти в работе [18]. Краткое описание этапов:

"GM Ntuple-Maker" - к предварительно отобранным событиям применялись стандартные для DØ коррекции (CAFIX), затем события записывались в формате CW ntuple;

"Analysis Package" - чистка образцов, применение дополнительных корректирующих факторов, наложение критериев начального отбора, запись прошедших и скорректированных событий в формате CW ntuple.

"COUNT Package" - применение критериев жесткого отбора, различных вероятностей и эффективностей, подсчет числа событий, вычисление ошибок и корреляционной матрицы ошибок.

"CLIMIT" - вычисление парциальных и полных ограничений на сечения на основе корреляционной матрицы ошибок, чисел событий и ожидаемого аксептанса (эффективности критериев отбора) для сигнала.

3.2.1 Критерии предварительного отбора

Для измерений в электронном канале были использованы данные с интегральной светимостью $91.9 \pm 4.1\ pb^{-1}$, накопленные в течение Run I с триггером на наличие кластера электромагнитной (ЭМ) энергии в калориметре, адронной струи и незарегистрированной поперечной энергии $\not\!\!E_T$. Для событий, прошедших конечные критерии отбора, эффективность триггеров составляла 90-93% в зависимости от локализации ЭМ кластера в калориметре. В мюонном канале поиска интегральная светимость составила $88.0 \pm 3.9\ pb^{-1}$; использовалось несколько триггеров, требующих наличие мюона, незарегистрированной поперечной энергии и адронной струи. Комбинированная эффективность этих триггеров составила 96-99% . Был отобран третий образец данных, использовавшийся для измерения фонов. Отбор происходил только с требованием наличия трех адронных струй. Каждый из трех образцов содержал примерно по миллиону событий.

Для определения того, относится ли ЭМ кластер к рождению электрона или нет, была потребована его изолированность от другой активности в калориметре и использована функция правдоподобия от пяти переменных для отделения электрона от возможного фона. Комбинированная эффективность идентификации электрона была получена равной $\approx$ 60% . При реконструкции струй использовался конусный алгоритм с радиусом $R = 0.5$ Мюоны идентифицировались с помощью стандартных критериев [18] с требованием нахождения в центральной

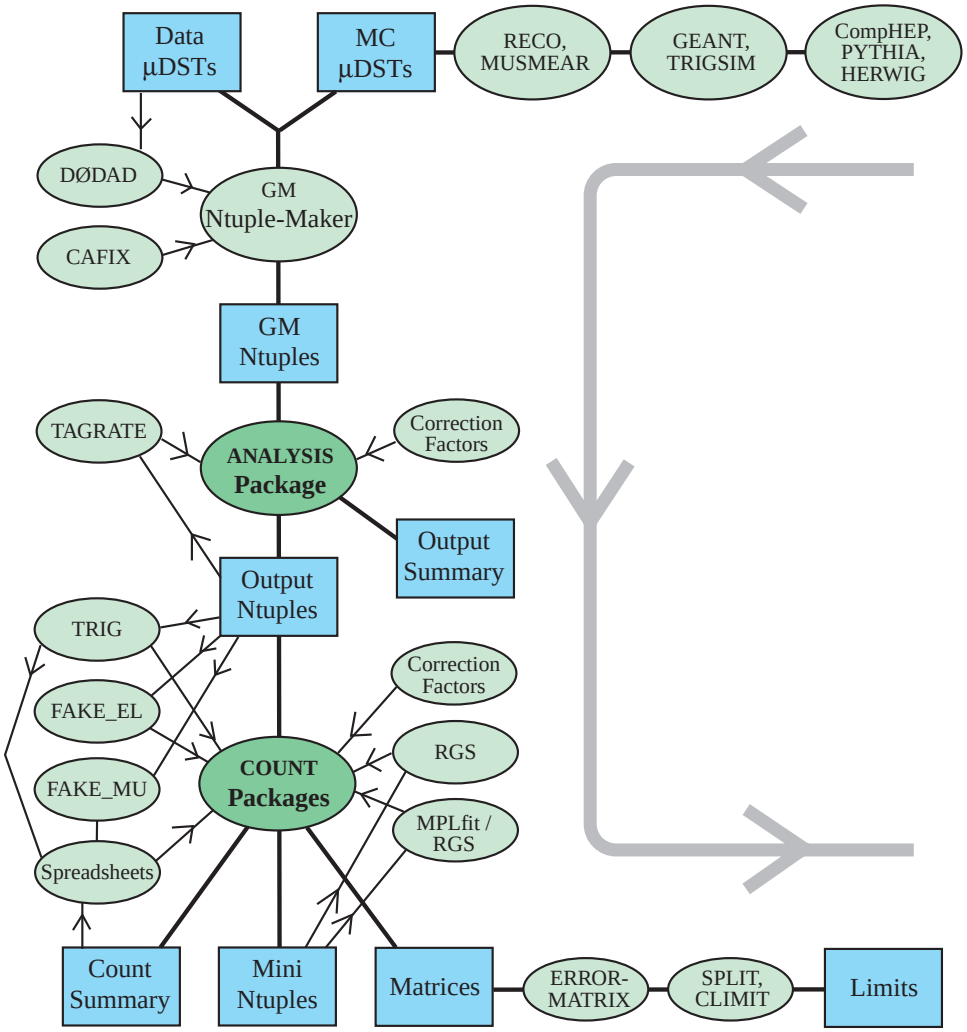

Рис. 3.2: Схема применения пакетов программ, использованных на различных этапах анализа.

области спектрометра с $|\eta| < 1.7$. Мюон назывался изолированным, если $\Delta R(\mu, jet) \geq 0.5$ для всех струй с $E_T > 5$ ГэВ. Изолированный мюон должен иметь $P_T > 20$ ГэВ, и предполагается, что он возникает от распада W. Тагирующий мюон должен иметь $\Delta R(\mu, jet) < 0.5$ и $P_T > 4$ ГэВ; предполагается, что он возникает от полулептонного распада b кварка и идентифицирует адронную струю, идущую от b-кварка. Комбинированная эффективность идентификации изолированного мюона $\approx 44\%$. Исходя из предположения, что в каждом событии рождается W-бозон, распадающийся по лептонной моде, было потребовано наличие незарегистрированной поперечной энергии $\not{E}_T > 15$ ГэВ, как критерий рождения нейтрино.

При оценке ожидаемого вклада сигнальных процессов было использовано NLO сечение 1.1. На набранной светимости можно ожидать рождение 66 s-канальных и 153 t-канальных событий с рождением одиночного t-кварка. Ожидается, что 15 s-канальных и 35 t-канальных события прошли требования триггеров и были записаны для последующего анализа. В таблице 3.1 собраны критерии предварительного отбора событий после требований триггеров. В таблице 3.2 приведена эффективность предварительного отбора для сигнальных, фоновых процессов и данных. В связи с тем, что методом функций вероятности μ-тагирования нельзя определить вклад процессов Wjj на начальной стадии анализа, влияние критериев отбора на такие процессы исследовалось на МК образцах, приготовленных для $Wb\bar{b}$, $Wc\bar{c}$ (включая вклад Wcs, Wss), Wjj ($j = u, d, g$) пакетом CompHEP [33] и для WW, WZ пакетом [34]. Подробнее моделирование фоновых процессов было описано в предыдущих главах. Как было отмечено выше, для всех МК образцов было проведено полное моделирование отклика детектора и программ реконструкции.

Требования предварительного отбора вместе с требованием μ-тагирования уменьшают образец данных с миллиона событий для каждого канала, до 116 событий в e+jets/μ и 110 событий в μ+jets/μ. Акцептанс сигнальных событий после такого отбора составляет 0.2-0.3% в каждом канале, следовательно можно ожидать ≈ 1 μ-тагированное событие, в сумме по двум каналам распада и двум процессам рождения одиночного топ-кварка. Столь низкое число ожидаемых событий является следствием низкой эффективности μ-тагирования для сигнальных событий, составляющей всего 6-11%. Без этого требования фоновые процессы настолько превышают вклад сигнала, что становится невозможным его выделение классическими методами.

Критерии предварительного отбора				
N	определение переменной	переменная	обрезание	в основном обрезает фон
электронный и мюонный каналы				
1	триггеры и фильтры			QCD
2	Мин. E_T струи 1	$E_T(\text{jet1})$	> 5 ГэВ	QCD, Wjj
3	Мин. E_T струи 2	$E_T(\text{jet2})$	> 5 ГэВ	QCD, Wjj
4	Макс. $\|\eta\|$ струи 1	$\|\eta^{\text{det}}(\text{jet1})\|$	< 4.0	QCD
5	Макс. $\|\eta\|$ струи 2	$\|\eta^{\text{det}}(\text{jet2})\|$	< 4.0	QCD
Только электронный канал				
6	электрон ID критерии			струи, фотоны
7	Мин. E_T электрона	$E_T(e)$	> 20 ГэВ	QCD
8	$\|\eta\|$ электрона	$\|\eta^{\text{det}}(e)\|$	$< 1.1, 1.5$–2.5	
Только мюонный канал				
9	ID изолированного μ			космика, ошибки
10	Мин. p_T мюона	$p_T(\mu)$	> 20 ГэВ	QCD
11	$\|\eta\|$ мюона	$\|\eta^{\text{det}}(\mu)\|$	< 1.7	
Тагирующий мюон				
12	ID тагирующего μ			космика, ошибки
13	Мин. p_T мюона	$p_T(\mu)$	> 4 ГэВ	QCD
14	$\|\eta\|$ мюона	$\|\eta^{\text{det}}(\mu)\|$	< 1.7	

Таблица 3.1: Критерии предварительного отбора событий в электронном и мюонном канале. ID критерии – критерии идентификации частицы. Первая струя (jet1) подразумевает струю с максимальным P_T.

Эффективность предварительного отбора				
	Электронный канал		Мюонный канал	
события	% после триггеров		% после триггеров	
тип	до μ-таг.	после μ-таг.	до μ-таг.	после μ-таг.
сигнал				
МК tb	59%	8.2%	24%	3.5%
МК tqb	62%	5.9%	27%	2.7%
фон				
МК $t\bar{t}$	71%	13.5%	28%	5.6%
МК $Wb\bar{b}$	50%	4.7%	24%	2.2%
МК $Wc\bar{c}$	55%	1.2%	29%	0.5%
МК Wjj	51%	0.1%	26%	0.1%
МК WW	62%	1.1%	20%	0.4%
МК WZ	61%	2.2%	20%	0.7%
QCD	79%	0.4%	2.7%	0.1%
данные	1%	0.01%	0.3%	0.01%

Таблица 3.2: Относительное число событий, прошедших критерии предварительного отбора, в % по отношению к числу событий, прошедших критерии триггеров. Приведены числа до требования μ-тагирвания b-струй и после.

3.2.2 Критерии начального отбора

Предварительные обрезания не очищают образец данных от многих типов ненужных событий и поэтому соотношение сигнальных и фоновых событий еще слишком мало. На следующем этапе отбора были применены очищающие образец требования и кинематические критерии, обрезающие область фазового пространства, в которой мала вероятность появления сигнальных событий. Были наложены следующие дополнительные критерии отбора: требование на присутствие в событии только одного изолированного лептона частично удаляет события от Z, $t\bar{t}$, WW, WZ и некоторую часть космических лептонов; специальные критерии на выделение энергии в адронном и ЭМ калориметрах удаляют события с плохо измеренными струями ("bad jet"); кроме того, удалялись события с плохо измеренной энергией тагирующего мюона ($P_T(\mathrm{tag}\mu) > 500$ ГэВ) и изолированного мюона ($p_T(\mathrm{isol}\mu) < 250$ ГэВ или $\not{E}_T < 250$ ГэВ и $p_T(\mathrm{isol}\mu) < 500$ ГэВ). Некорректное измерение некоторых обьектов в событии приводит к наигрыванию ложной потерянной поперечной энергии, направленной вдоль обьекта или в обратную сторону; для удаления таких событий применялись треугольные обрезания:

- $(20/\pi) \times \Delta\phi(e, \not{E}_T) - \not{E}_T < 0.0$
- $(20/\pi) \times \Delta\phi(\mathrm{jet}i, \not{E}_T) - \not{E}_T < 0$, для $i = 1,2,3,4$ в электронном канале
- $(20/\pi) \times \Delta\phi(\mathrm{jet}i, \not{E}_T) + \not{E}_T > 20$, для $i = 1,2,3,4$ в электронном канале
- $(240/\pi) \times \Delta\phi(\mathrm{isol}\ \mu, \not{E}_T) - \not{E}_T < 190$

В данные для мюонного канала существенный вклад дают события с космическими мюонами; на рисунке 3.3 показаны распределения по переменной $\Delta\phi(\mathrm{isol}\mu, \mathrm{tag}\mu)$, наиболее эффективно обрезающей вклад событий, где космический мюон воспринимается и как изолированный, и как тагирующий мюон. Полный набор критериев начального отбора приведен в таблице 3.3. Эти критерии были применены к событиям, прошедшим предварительный отбор; значения выбраны с целью сохранить как можно больше сигнальных событий и очистить образцы данных. В таблице 3.4 приведена эффективность критериев начального отбора, по отношению к событиям, прошедшим предварительный отбор. Из 116 электронных и 110 мюонных предварительно отобранных событий, начальные критерии отбора проходят 21 событие с электроном и 8 с мюоном.

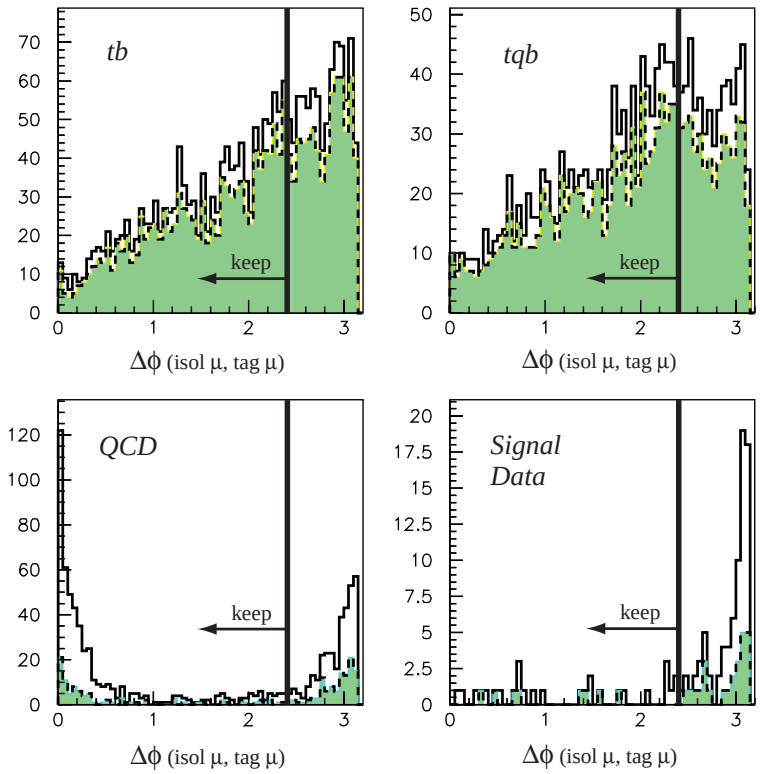

Рис. 3.3: Распределение по углу разлета изолированного и таггирующего мюонов. Не заштрихованные гистограммы соответствуют критериям предварительного отбора, заштрихованные – критериям начального отбора. Вклад космических лучей хорошо виден в данных и отсутствует в МК событиях.

Критерии начального отбора				
N	Описание	Имя переменной	обрезание	Оказывает основное влияние на
электронный и мюонный каналы				
1	только один e	n_e	$= 1$ or $= 0$	$t\bar{t}$, WZ, WW
2	или изол. μ	$n_{\mathrm{isol}\mu}$	$= 0$ or $= 1$	$t\bar{t}$, космика, WZ, WW
3	нет фотонов	n_γ	$= 0$	$t\bar{t}$, WZ, WW
4	нет "bad jets"	$F(E_T^{\mathrm{EM}})$	< 0.9	плохие измерения
		$F(E_T^{\mathrm{CH}})$	> -0.05, < 0.5	струи
		R_{Hotcell}	< 10	
5	Мин. E_T струи 1	$E_T(\mathrm{jet1})$	> 15 ГэВ	Wjj, QCD
6	Мин. E_T струи 2	$E_T(\mathrm{jet2})$	> 10 ГэВ	Wjj, QCD
7	макс. $\lvert\eta\rvert$ струи 1	$\lvert\eta^{\mathrm{det}}(\mathrm{jet1})\rvert$	< 3.0	Wjj, QCD
8	макс. $\lvert\eta\rvert$ струи 2	$\lvert\eta^{\mathrm{det}}(\mathrm{jet2})\rvert$	< 4.0	Wjj, QCD
9	мин. число струй	n_{jets}	≥ 2	Wjj, WW, WZ
10	макс. число струй	n_{jets}	≤ 4	$t\bar{t}$; QCD, WW, WZ
11	мин. $\not\!\!E_T$ энергия	$\not\!\!E_T^{\mathrm{cal}}$, $\not\!\!E_T$	> 15 ГэВ	QCD, W+jets
12	"треуг. обрезания" на $\not\!\!E_T$			QCD
13	плохо измер. таг. μ	$p_T(\mathrm{tag}\ \mu)$	< 500 ГэВ	плохие измерения
Мюонный канал				
14	плохо измер.	$p_T(\mathrm{isol}\ \mu)$, $\not\!\!E_T$	< 250 ГэВ	плохие измерения
	изол. μ	$p_T(\mathrm{isol}\ \mu)$	< 500 ГэВ	события
15	нет разлет. μ	$\Delta\phi(\mathrm{isol}\ \mu, \mathrm{tag}\ \mu)$	< 2.4 rad	космические мюоны

Таблица 3.3: Критерии начального отбора в мюонном и электронном каналах.

Эффективность начальных обрезаний		
Тип событий	Электронный канал	Мюонный канал
Сигнал		
МК tb	87%	50%
МК tqb	83%	53%
Фон		
МК $t\bar{t}$	46%	28%
МК $Wb\bar{b}$	79%	42%
МК $Wc\bar{c}$	79%	41%
МК Wjj	72%	32%
МК WW	69%	44%
МК WZ	77%	41%
QCD	10%	11%
данные	18%	7%

Таблица 3.4: Эффективность применения начальных критериев отбора к событиям, прошедшим предварительный отбор.

3.2.3 Критерии жесткого отбора

Для увеличения доли сигнальных событий необходимо сузить рассматриваемую область фазового пространства с помощью кинематических обрезаний. Были рассмотрены разные переменные для более жесткого обрезания фона и были выбраны конечные, жесткие кинематические критерии. К примеру, на рисунке 3.4 приведены распределения по одной из переменных, чувствительной к различиям в кинематике сигнала и $t\bar{t}$ фона. В таблице 3.5 приведены полные наборы жестких обрезаний, завершающие процедуру отбора событий-кандидатов. После жестких обрезаний остается 12 кандидатов в электронном канале и 5 в мюонном. Доля ожидаемого вклада сигнала составляет 3.8% в электронном канале и 4.2% в мюонном. На рисунке 3.5 приведены распределения по реконструированной массе топ-кварка в электронном и мюонном каналах для сигнала, различных фонов, данных и суммарного сигнала и фона.

3.3 Результаты

Основной результат поиска электрослабого рождения топ кварков на существующей статистике – это первые прямые экспериментальные огра-

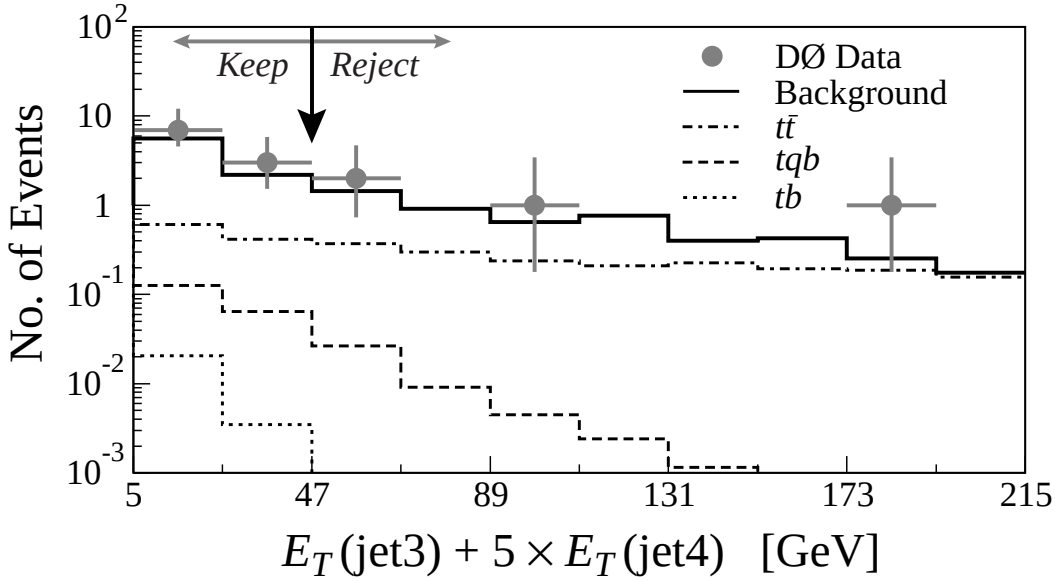

Рис. 3.4: Переменная чувствительная к различиям в кинематике сигнала и $t\bar{t}$ фона.

Жесткие кинематические обрезания				
N	название переменной	определение переменной	обрезание	влияет на
Электронный канал				
1	$H_T^{\mathrm{j}12e\nu}$	$E_T(\mathrm{jet1}) + E_T(\mathrm{jet2}) + E_T(e) + \not{E}_T$	> 125 ГэВ	Wjj
2	$H_T^{\mathrm{j}34'}$	$E_T(\mathrm{jet3}) + 5 \times E_T(\mathrm{jet4})$	< 47 ГэВ	$t\bar{t}$
3	$H_T^{\mathrm{j}1(4\nu)}$	$E_T(\mathrm{jet1}) + 4 \times \not{E}_T$	> 155 ГэВ	QCD
Мюонный канал				
1	$H_T^{\mathrm{j}1234}$	$E_T(\mathrm{j1}) + E_T(\mathrm{j2}) + E_T(\mathrm{j3}) + E_T(\mathrm{j4})$	> 70 ГэВ	Wjj
2	$H_T^{\mathrm{j}34'}$	$E_T(\mathrm{jet3}) + 5 \times E_T(\mathrm{jet4})$	< 47 ГэВ	$t\bar{t}$

Таблица 3.5: Конечные жесткие кинематические обрезания в электронном и мюонном каналах.

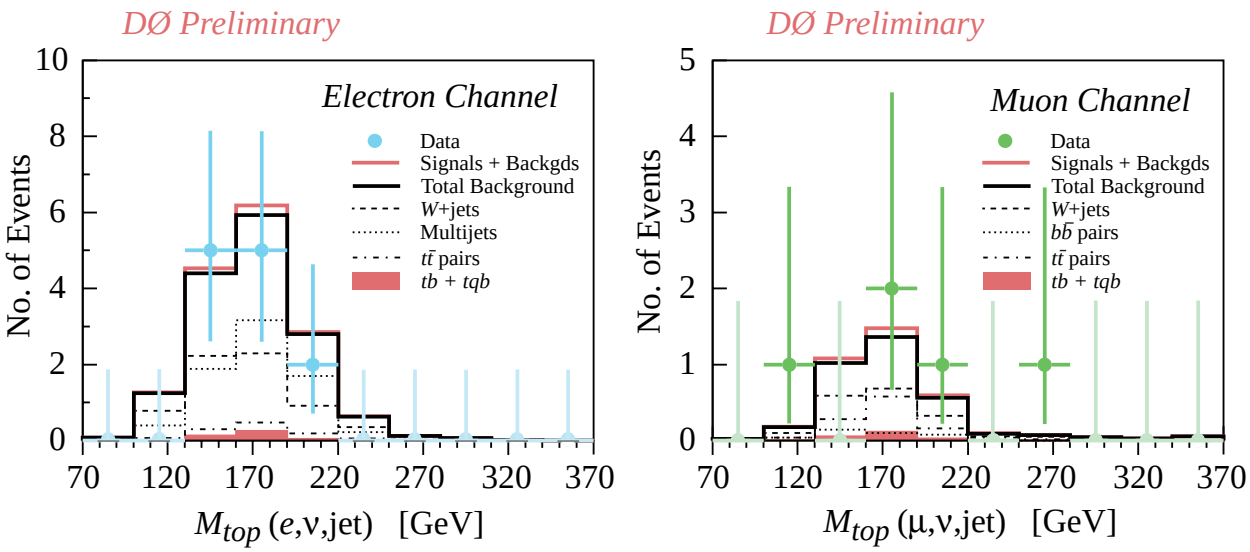

Рис. 3.5: Реконструированная масса топ-кварка для тагированных событий в электронном и мюонном каналах после жестких критериев отбора.

ничения на сечения процессов электрослабого рождения t. В предыдущих главах было отмечено, что некоторые эффекты вне рамок Стандартной Модели могут существенно увеличивать эти сечения. Следовательно, первые прямые ограничения в секторе Стандартной Модели, связанные с наиболее тяжелым кварком, представляют практический интерес и являются первым этапом таких исследований.

3.3.1 Систематические ошибки

Следующий шаг анализа – учет систематических ошибок, возникающих на каждом этапе измерений. В таблице 3.6 приведены учитываемые ошибки и измерения, на которые они влияют. К основным классам систематических ошибок можно отнести следующие вклады.

- Ошибки нормализации созданных МК событий: теоретическое сечение, интегральная светимость, экспериментальное сечение рождения $t\bar{t}$.
- Ошибки МК моделирования, такие как моделирование адронизации адронов, моделирование мюонов от b, моделирование триггеров и коррекции восстановленной энергии струй.
- Некоторые специальные ошибки, связанные с косвенно накладываемыми обрезаниями. К ним относятся ошибки в эффективности

идентификации электрона, изолированного и тагированного мюонов. В связи с тем, что моделирование отклика детектора и программы реконструкции для МК событий не точно моделируют такие эффективности, их необходимо измерять отдельно, на хорошо изученных событиях и применять, как дополнительный фактор. В этот же класс относится ошибка метода удаления плохо измеренных событий и вклада космических лучей.

- Последний класс систематических ошибок отражает погрешности методов измерения Wjj и QCD фона, которые получаются на основе экспериментальных данных. Основные вклады: ошибка коррекции QCD фона в электронном канале на различие в эффективности триггеров отбора многоструйных КХД событий (JET_3_MON) и триггера отбора анализируемых данных (ELE_JET_HIGH); погрешность отношения эффективностей триггеров на тагированные и нетагированные события, ошибка влияет на Wjj фон, который вычисляется нормировкой образца нетагированных данных на функции вероятности тагирования, для которых ошибки фитирования также относятся к этому классу систематики; систематические ошибки определения вероятности струи идентифицироваться как электрон и вероятности неизолированного мюона идентифицироваться изолированным; ошибка метода вычитания $t\bar{t}$ и QCD при вычислении Wjj фона для предотвращения их двойного учета.

3.3.2 Ограничения на сечения сигнальных процессов

Для определения ограничений на сечения сигнальных процессов был использован метод, основанный на теореме Бейеса. Все приводимые ниже ограничения были получены на уровне достоверности 95% . В начале используется следующее выражение для оценки числа событий:

$$Y^{\mathrm{sigdat}}_{\mathrm{predict}} = A^{\mathrm{sigMC}}\,\mathcal{L}\,\sigma_{\mathrm{sig}} + Y^{\mathrm{backMC}} + Y^{\mathrm{backdat}} = A'\,\sigma_{\mathrm{sig}} + B1 + B2$$

где

- $Y^{\mathrm{sigdat}}_{\mathrm{predict}}$ предсказанное число событий в данных от фона и сигнала;
- A^{sigMC} акцептанс сигнальных событий, оцененный из МК;
- $\mathcal{L}$ интегральная светимость образца данных;
- σ_{sig} сечение сигнальных процессов, полученное в СМ;

Систематические ошибки					
		акцептанс	вклад в фон		
Источник	значение	сигнала	МК	Wjj	QCD
Нормализация МК событий					
интеграл. светимость	4.41%	—	$\surd$	—	—
теор. сечение	2.2% – 32%	—	$\surd$ (W+jets)	—	—
эксперим. сечение	29%	—	$\surd$ ($t\bar{t}$)	—	—
МК моделирование					
триггеры	0.2% – 70%	$\surd$	$\surd$	—	—
мюоны от распада b	4.6%	$\surd$ (tag)	$\surd$ (tag)	—	—
адронизация струй	5% – 7%	$\surd$	$\surd$	—	—
корр. энергии струй	0.9% – 100%	$\surd$	$\surd$	—	—
Косвенные обрезания					
ID электрона	4.9% – 7.4%	$\surd(e)$	$\surd(e)$	—	—
ID изол. μ	1.2% – 10%	$\surd(\mu)$	$\surd(\mu)$	—	—
ID таг. μ	1.2% – 5.3%	$\surd$ (tag)	$\surd$ (tag)	—	—
события "Bad jets"	0.1%	$\surd$	$\surd$	—	—
космические лучи	5.0%	—	—	$\surd(\mu)$	—
Метод измерения фона					
триггеры J3M/EJH	0.7% – 3.7%	—	—	—	$\surd(e)$
триггеры Tag/notag	2.9% – 3.6%	—	—	$\surd$	—
mis-ID электрона	7.7% – 9.9%	—	—	—	$\surd(e)$
mis-ID изол. μ	18%	—	—	—	$\surd(\mu)$
Tag rate funcs. shape	~10.6%	—	—	$\surd$	—
Tag rate funcs. scale	1.7%	—	—	$\surd$	—
вычитание для Wjj	1.1% – 4.1%	—	—	$\surd$	—

Таблица 3.6: Значения различных вкладов в систематическую ошибку и их влияние на различные процессы.

- $Y^{\text{backMC}} = B1$ число фоновых событий для процессов, оцениваемых из МК;
- $Y^{\text{backdat}} = B2$ число фоновых событий для процессов, измеряемых из данных;
- $A' = A^{\text{sigMC}} \times \mathcal{L}$.

Пуассоновская вероятность получения наблюдаемого числа событий в данных $Y_{\text{obs}}^{\text{sigdat}}$:

$$P\left(Y_{\text{obs}}^{\text{sigdat}} | \sigma, a', b1, b2\right) = \frac{\exp\left(-Y_{\text{predict}}^{\text{sigdat}}\right) \left(Y_{\text{predict}}^{\text{sigdat}}\right)^{Y_{\text{obs}}^{\text{sigdat}}}}{Y_{\text{obs}}^{\text{sigdat}}!},$$

где

- $Y_{\text{obs}}^{\text{sigdat}}$ наблюдаемое число событий в данных;
- σ значение сечения сигнальных процессов, дающих значение $Y_{\text{obs}}^{\text{sigdat}}$;
- a' реальное значение аксептанса, умноженное на интегральную светимость;
- $b1$ и $b2$ реальные числа событий фона для $t\bar{t}$, Wjj и QCD, соответственно.

Предварительные знания о параметрах можно представить в виде плоского распределения для сечения и гауссиана для аксептанса и фонов:

$$\begin{aligned} \text{Prior}\left(\sigma, a', b1, b2 | A', B1, B2\right) &= \text{Prior}\left(\sigma\right) \times \text{Prior}\left(a', b1, b2\right) \\ &= d\sigma \times \text{Gaussian}\left(-\frac{1}{2}\, \Delta c^T\, \Sigma_C^{-1}\, \Delta c\right) dc, \end{aligned}$$

где

$$c = \begin{pmatrix} a' \\ b1 \\ b2 \end{pmatrix}, \qquad C = \begin{pmatrix} A' \\ B1 \\ B2 \end{pmatrix}, \qquad \Delta c = c - C$$

- Σ_C корреляционная матрица ошибок между акцептансом и фонами.

Из теоремы Бейеса получаем конечную вероятность:

$$\text{Post}\left(\sigma, a', b1, b2 | Y_{\text{obs}}^{\text{sigdat}}\right) = \frac{P\left(Y_{\text{obs}}^{\text{sigdat}} | \sigma, A', B1, B2\right)\ \text{Prior}\left(\sigma\right)\ \text{Prior}\left(a', b1, b2\right)}{\int_\sigma \int_{a'} \int_{b1} \int_{b2}},$$

которая интегрируется по параметрам a', $b1$, and $b2$ методом МК:

$$\text{Post}\left(\sigma | Y_{\text{obs}}^{\text{sigdat}}\right) = \int_{a'} \int_{b1} \int_{b2}\ \text{Post}\left(\sigma, A', B1, B2 | Y_{\text{obs}}^{\text{sigdat}}\right).$$

Решением следующего уравнения на σ:

$$\int_0^{\sigma_{95}} \text{Post}\left(\sigma | Y_{\text{obs}}^{\text{sigdat}}\right) = 0.95$$

получается ограничение на сечение на 95% уровне достоверности.

Необходимо раскрыть некоторые используемые величины. Ниже для примера показаны значения параметров для случая, если в качестве сигнала выбирается s-канальный процесс рождения (tb), а t-канальный процесс добавляется к фону. Числа приведены для электронного канала.

$$\text{Акцептанс} \times\ \text{Светимость} = A' \pm dA'_1 \pm dA'_2$$

$$\text{МК фон} = B1 \pm dB1_1 \pm dB1_2$$

$$\text{Фон из данных} = B2 \pm dB2_1$$

$$A' = A^{tb} \times \mathcal{L} = 0.002550 \times 91.90 = 0.23434724$$

$$B1 = Y^{t\bar{t}} + Y^{tqb} = 1.1354 + 0.2771 = 1.41254222$$

$$B2 = Y^{Wj} + Y^{\text{QCD}} = 5.6230 + 5.9239 = 11.49532223$$

При вычислении ограничения в двух модах распада (электронной и мюонной) корреляционная матрица будет иметь вид 6×6, в соответствии с возможными комбинациями.

Ошибки для аксептанса и фонов делятся на несколько компонент, для учета корреляций вкладов (к примеру, ошибка интегральной светимости входит и в акцептанс, и в фон).

В ошибки входят ("$\oplus$" подразумевает суммирование в квадратурах):

- $dA'_1 = \Delta A^{t\bar{b}}_{\text{stat}}$;
- $dA'_2 = \Delta\varepsilon_{\text{trig}} \oplus \Delta\varepsilon_{\text{tag}\mu B} \oplus \Delta\varepsilon_{\text{MCfrag}} \oplus \Delta\varepsilon_{\text{JES}} \oplus \Delta\varepsilon_{e\text{ID}} \oplus \Delta\varepsilon_{\text{tag}\mu 1\text{ID}} \oplus \Delta\varepsilon_{\text{tag}\mu 2\text{ID}} \oplus \Delta\varepsilon_{\text{badjet}} \oplus \Delta\mathcal{L}$;
- $dB1_1 = \Delta Y^{t\bar{t}}_{\text{stat}} \oplus \Delta Y^{tqb}_{\text{stat}} \oplus \Delta\sigma_{t\bar{t}} \oplus \Delta\sigma_{tqb}$;
- $dB1_2 = \Delta\varepsilon_{\text{trig}} \oplus \Delta\varepsilon_{\text{tag}\mu B} \oplus \Delta\varepsilon_{\text{MCfrag}} \oplus \Delta\varepsilon_{\text{JES}} \oplus \Delta\varepsilon_{e\text{ID}} \oplus \Delta\varepsilon_{\text{tag}\mu 1\text{ID}} \oplus \Delta\varepsilon_{\text{tag}\mu 2\text{ID}} \oplus \Delta\varepsilon_{\text{badjet}} \oplus \Delta\mathcal{L}$;
- $dB2_1 = \Delta Y^{Wj}_{\text{stat}} \oplus \Delta Y^{\text{QCD}}_{\text{stat}} \oplus \Delta P_{\text{tag}} \oplus \Delta F_{\text{tag}} \oplus \Delta R^{Wj}_{\text{trig}} \oplus \Delta\varepsilon_{\text{cosmic}} \oplus \Delta F^{Wj} \oplus \Delta P_{\text{fake}e} \oplus \Delta R^{\text{QCD}e}_{\text{trig}}$;

Корреляционная матрица ошибок имеет вид ($tb \to e$+jets/μ):

$$\Sigma_C = \begin{pmatrix} dA_1'^2 + dA_2'^2 & dA'_2 \times dB1_2 & 0 \\ dA'_2 \times dB1_2 & dB1_1^2 + dB1_2^2 & 0 \\ 0 & 0 & dB2_1^2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0.00040971 & 0.00354346 & 0.00000000 \\ 0.00354346 & 0.11464828 & 0.00000000 \\ 0.00000000 & 0.00000000 & 1.26364791 \end{pmatrix}$$

Акцептанс вычисляется по формуле:

$$\text{Акцептанс} = A^{\text{MC}} = \frac{B^{\text{MC}}}{N^{\text{MC}}_{\text{initial}}} \sum_{i=1}^{n^{\max}_{\text{zone}}} \left(\sum_{j=1}^{N^{\text{MC}_\text{zn}(i)}_{\text{cutset}}} C^{\text{MC}}_{\text{event}(j)} \right)_{\text{zone}(i)},$$

где:

- C^{MC} корректирующий фактор для каждого события

  $$C^{\text{MC}} = \left(\varepsilon^{\text{MC}}_{\text{trig}} \varepsilon_{\text{lepID}} \varepsilon_{\text{tag}\mu\text{ID}}\right)_{\text{zone}} \varepsilon_{\text{badjet}}$$

  индекс MC соответствует типу процесса (к примеру tb), а $\varepsilon^{\text{MC}}_{\text{trig}}, \varepsilon_{\text{lepID}}, \varepsilon_{\text{tag}\mu\text{ID}}, \varepsilon_{\text{badjet}}$ – корректирующие факторы эффективности триггеров, идентификации изолированного лептона, тагирующего мюона и коррекция, связанная с обрезанием плохо измеренных струй;
- B^{MC} вероятность парциального распада (брэнчинг), смоделированного в образце MC;
- $N^{\text{MC}}_{\text{initial}}$ число сгенеренных событий в образце MC;
- i индекс пробегающий зоны детектора при суммировании (в разных зонах могут быть разные эффективности);
- $n^{\max}_{\text{zone}}$ число зон детектора, рассматриваемых для данного канала;
- j индекс, пробегающий события, прошедшие все критерии отбора;

- $N_{\text{cutset}}^{\text{MC_zn}}$ полное число событий, прошедших отбор для данной зоны детектора.

Статистическая и систематическая ошибки аксептанса вычисляются по следующим формулам.

$$\text{Статистическая ошибка аксептанса} = \Delta A_{\text{stat}}^{\text{MC}} = \frac{B^{\text{MC}}}{N_{\text{initial}}^{\text{MC}}} \sqrt{\sum_{i=1}^{n_{\text{zone}}^{\max}} \left(\sum_{j=1}^{N_{\text{cutset}}^{\text{MC_zn}(i)}} \left(C_{\text{event}(j)}^{\text{MC}} \right)^2 \left(1 - \frac{N_{\text{cutset}}^{\text{MC_zn}(i)}}{N_{\text{initial}}^{\text{MC}}} \right) \right)_{\text{zone}(i)}}$$

$$\text{Систематическая ошибка аксептанса} = \Delta A_{\text{syst}}^{\text{MC}} = \left[\begin{array}{c} \sum_{i=1}^{n_{\text{zone}}^{\max}} \left(\sum_{j=1}^{N_{\text{cutset}}^{\text{MC_zn}(i)}} \left(\Delta\varepsilon_{\text{trig}}\right)_{\text{evt}(j)} \right)^2_{\text{zn}(i)} + \left(\sum_{j=1}^{N_{\text{cutset}}^{\text{MC}}} \left(\Delta\varepsilon_{\text{tag}\mu B}\right)_{\text{evt}(j)} \right)^2 + \\ \left(\sum_{j=1}^{N_{\text{cutset}}^{\text{MC}}} \left(\Delta\varepsilon_{\text{MCfrag}}\right)_{\text{evt}(j)} \right)^2 + \left(\sum_{j=1}^{N_{\text{cutset}}^{\text{MC}}} \left(\Delta\varepsilon_{\text{JES}}\right)_{\text{evt}(j)} \right)^2 + \\ \sum_{i=1}^{n_{\text{zone}}^{\max}} \left(\sum_{j=1}^{N_{\text{cutset}}^{\text{MC_zn}(i)}} \left(\Delta\varepsilon_{\text{lepID}}\right)_{\text{evt}(j)} \right)^2_{\text{zn}(i)} + \\ \sum_{i=1}^{n_{\text{zone}}^{\max}} \left(\sum_{j=1}^{N_{\text{cutset}}^{\text{MC_zn}(i)}} \left(\Delta\varepsilon_{\text{tag}\mu\text{ID}}\right)_{\text{evt}(j)} \right)^2_{\text{zn}(i)} + \left(\sum_{j=1}^{N_{\text{cutset}}^{\text{MC}}} \left(\Delta\varepsilon_{\text{badjet}}\right)_{\text{evt}(j)} \right)^2 \end{array} \right]^{1/2}$$

- $\Delta\varepsilon_{\text{tag}\mu B}$ ошибка вероятности распада B адрона с образованием μ;
- $\Delta\varepsilon_{\text{MCfrag}}$ неопределенность моделирования адронизации кварков;
- $\Delta\varepsilon_{\text{JES}}$ ошибка в коррекции энергии струй после программ реконструкции.

Подробное описание ошибок и методов их вычислений можно найти в полном отчете о проделанном анализе в работе [18].

В результате проведенного анализа были найдены числа предсказанных и зарегистрированных событий, прошедших критерии отбора, их ошибки и эффективность критериев отбора для сигнальных событий (акцептанс). Полученные значения суммированы в таблице 3.7

Превышение полученных данных в мюонном канале по отношению к предсказанному числу обьясняется невозможностью полностью удалить события, связанные с космическими лучами. Применяя описанные выше методы к полученным числам, можно установить верхние ограничения на сечения процессов с электрослабым рождением топ-кварка. Парциальные и полные ограничения приведены в таблице 3.8

	Электронный канал	Мюонный канал
	Акцептанс	
tb	$(0.255 \pm 0.022)\%$	$(0.112 \pm 0.011)\%$
tqb	$(0.168 \pm 0.015)\%$	$(0.083 \pm 0.008)\%$
	Числа событий	
tb	0.18 ± 0.03	0.08 ± 0.01
tqb	0.28 ± 0.05	0.13 ± 0.03
Wjj	5.59 ± 0.64	1.12 ± 0.17
QCD	5.92 ± 0.58	0.40 ± 0.09
$t\bar{t}$	1.14 ± 0.35	0.45 ± 0.14
Полный фон	12.65 ± 0.93	1.97 ± 0.24
Данные	12	5

Таблица 3.7: Акцептанс сигнала (эффективность прохождения критериев отбора для сигнальных процессов) в процентах от полного сечения процесса. Числа ожидаемых событий для сигнальных и фоновых процессов после критериев отбора, и количество событий в данных, прошедших критерии отбора.

	Ограничения на сечения сигнальных процессов (95% CL)					
	Начальные обрезания			Жесткие обрезания		
Канал	Электронный	Мюонный	Оба	Электронный	Мюонный	Оба
s-канал tb	38.4	108.3	44.9	37.0	89.4	39.2
t-канал tqb	53.5	131.0	60.9	56.4	120.2	58.0
полное tb+tqb	48.4	124.1	56.2	49.2	109.6	51.5

Таблица 3.8: Верхние ограничения на сечения процессов с рождением одиночного топ-кварка на 95% уровне достоверности. Приводятся парциальные и полные ограничения после начальных и жестких критериев отбора.

3.4 Основные результаты

Результаты анализа опубликованы в работе [17]. На сегодняшний день они считаются первыми опубликованными прямыми экспериментальными ограничениями на сечения рождения одиночного топ-кварка. К сожалению, это весьма слабые ограничения. Ниже приводятся NLO сечения, предсказанные в СМ и полученные ограничения на 95% C.L.

- $\sigma(p\bar{p} \to tb + X) < 39$ pb (сечение в СМ $\sigma_{SM}^{tb} = 0.73 \pm 0.04$ pb)
- $\sigma(p\bar{p} \to tqb + X) < 58$ pb (сечение в СМ $\sigma_{SM}^{tqb} = 1.70 \pm 0.19$ pb)

Основной причиной, приводящей к таким слабым ограничениям, является большой фон и, как следствие, необходимость применения низкоэффективной процедуры μ-тагирования b-струй, что на порядок уменьшает статистику сигнальных событий. В следующей главе описан дополнительный анализ с использованием метода нейронных сетей, который позволил существенно улучшить результаты.

Глава 4

Применение метода нейронных сетей к экспериментальному поиску электрослабого рождения топ кварков на DØ детекторе коллайдера Tevatron.

В предыдущей главе был описан поиск одиночного рождения топ кварков классическими методами анализа с помощью применения кинематических обрезаний, выделяющих область фазового пространства, наиболее характерную для сигнальных событий. Было отмечено, что фоновые процессы примерно в 500 раз превышают вклад сигнальных процессов и необходимо введение условия на идентификацию b-струй по наличию мюона в конусе струи. К сожалению, эффективность такой идентификации b струй черезвычайно низка (меньше 10% для сигнала).

В данной главе описывается следующий этап экспериментального анализа, основанный на оптимизации критериев отбора конечных событий. В основе оптимизации лежит две ключевые идеи. Первая, использовать более мощные, современные методы разделения разных классов событий. Вторая, повысив эффективность разделения разных классов событий, отказаться от обязательного требования идентификации b струй методом тагирующего мюона и тем самым существенно увеличить статистику сигнальных событий до конечного отбора. Реализация этих идей описана в данной главе.

4.1 Метод нейронных сетей

В настоящее время существует несколько методов разделения разных классов событий. В ряде работ [70] проводилось сравнение разных методов. Наиболее хорошие результаты по классификации и общности применения показал метод нейронных сетей. Метод основан на создании математической модели процессов, проходящих в биологических нейронных сетях [71], [72]. Исторически, этот метод прослеживается от 13-й проблемы Гильберта, ставящей вопрос "существует ли непрерывная функция трех переменных, которая не может быть представлена через композицию непрерывных функций двух переменных". Под композицией функций понимается подстановка одной функции в качестве аргумента другой.

Тринадцатая проблема Гильберта была решена в 1957 г. В.А. Арнольдом; он показал, что любая непрерывная функция трех переменных представляется в виде композиции непрерывных функций двух переменных. В том же 1957 г. А.Н. Колмогоров доказал более сильную теорему. Теорема Колмогорова: любая непрерывная функция от n переменных $F(x_1, x_2, ..., x_n)$ может быть представлена в виде

$$F(x_1, x_2, ..., x_n) = \sum_{j=1}^{2n+1} g_j(\sum_{i=1}^{n} h_{ij}(x_i)), \tag{4.1}$$

где g_j и h_{ij} непрерывные функции, причем h_{ij} не зависит от F.

Эта теорема означает, что для реализации функций многих переменных достаточно операций суммирования и композиции функций одной переменной. Если перевести эту теорему на язык нейронных сетей, то она будет звучать так. Если известны функции h_{ij}, то любую непрерывную функцию от n переменных можно точно реализовать с помощью простой трехслойной нейронной сети. Для этого достаточно подобрать $2n + 1$ передаточных функций g_j нейронов скрытого слоя. Эта сеть не будет перцептроном в строгом смысле, так как на входах второго слоя к сигналам необходимо применить функции h_{ij}, а не просто умножить их на веса (w_{ij}). К сожалению, при всей своей математической красоте теорема Колмогорова мало применима на практике. Это связано с тем, что функции h_{ij} не гладкие и трудно вычисляемые; также неясно, каким образом можно подбирать функции g_j для данной функции F. Роль этой теоремы состоит в том, что она показала принципиальную возможность реализации сколь угодно сложных зависимостей с помощью относительно простых автоматов типа нейронных сетей [73].

Чтобы получить более значимые для практики результаты в этом

направлении, приходится ослабить требования. Во-первых, непринципиально найти точное представление данной функции, достаточно иметь приближенное. Во-вторых, можно по необходимости увеличивать число нейронов в скрытом слое, насколько это требуется. Новый вариант теоремы Колмогорова, обладающий этими особенностями, был открыт только в 1989 г. одновременно несколькими авторами [74].

Пусть $F(x_1, x_2, ..., x_n)$ любая непрерывная функция, определенная на ограниченном множестве, и $\varepsilon > 0$ любое сколь угодно малое число, означающее точность аппроксимации.

Теорема. Существуют такое число k, набор чисел w_{ij}, θ_i и набор чисел ν_i, что функция

$$f(x_1, x_2, ..., x_n) = \sigma(\sum_{i=1}^{k} \nu_i \sigma(\sum_{j=1}^{n} w_{ij} x_j + \theta_i) + \theta) \tag{4.2}$$

приближает данную функцию $F(x_1, x_2, ..., x_n)$ с погрешностью, не более ε на всей области определения, где функция σ – некоторая нелинейная функция, к примеру сигмойд:

$$\sigma(x) = \frac{1}{1 + e^{-2x}}. \tag{4.3}$$

Приведенная формула описывает математическую основу "feed-forward" нейронной сети с одним скрытым уровнем, схематично изображенную на рисунке 4.1. Данная теорема доказывает, что любую непрерывную функцию нескольких переменных можно с любой точностью реализовать с помощью обычной трехслойной нейронной сети вида 4.1, с достаточным количеством нейронов в скрытом слое (k).

Процесс подбора весов называется обучением нейронной сети. Настоящим прорывом в теории обучения нейронных сетей [75] стало открытие в 1986 г. метода обратного распространения ошибки (error back-propagation). В настоящее время этот метод широко используется в различных приложениях, однако он требует настройки нескольких параметров обучения и не всегда приводит к оптимальному результату. Поэтому необходимо понимать, что хотя нейронная сеть и является механизмом, способным решить широкий класс задач, но правила управления этим механизмом пока что находятся на уровне догадок и эвристических соображений.

В представленном анализе применялись "feed-forward" нейронные сети. Данный тип состоит из набора нейронов (перцептронов) с прямым распространением сигнала. Каждый отдельный нейрон описывается сле-

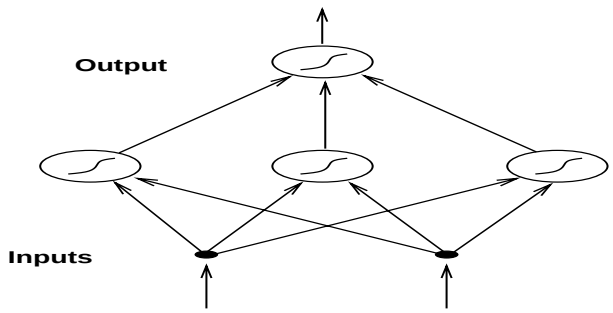

Рис. 4.1: Схема "feed-forward" нейронной сети.

дующим выражением:

$$y_i = \sigma(\sum_{j=1}^{n} w_{ij} x_j + \theta_i), \tag{4.4}$$

он содержит как минимум один входной сигнал (x_j) и один выходной (y_i), индекс i соответствует номеру нейрона, j пробегает число входных сигналов данного нейрона, θ_i порог передачи сигнала на следующий уровень. Нейроны объединяются в слои; как показывает теорема приведенная выше, в большинстве случаев, достаточно трех слоев (входной, один скрытый и выходной), но можно использовать и более сложные сети. В нашей задаче достаточно, что бы последний слой (выходной) содержал только один нейрон. Число нейронов в первом слое (входной слой) соответствует числу входных сигналов в сеть (например, кинематических переменных, используемых для разделения сигнальных событий от фоновых, т.е. входного вектора). Остальные слои называются скрытыми и число нейронов на них строго говоря произвольно и определяется сложностью задачи и размером тренировочных образцов. В начале описываемого анализа проводилось сравнение сетей с одним и двумя скрытыми слоями и было найдено, что в силу существенного усложнения тренировки сети с двумя скрытыми слоями, использование такой сети в данной задаче не оправдано: аналогичные результаты достигаются быстрее сетью с одним скрытым слоем.

Смысл действия нейронных сетей в задаче распознавания классов событий в физике высоких энергий можно описать следующим образом. Существует некоторый вектор кинематических переменных (входной вектор), распределения по которым наиболее сильно отличаются для сигнальных и фоновых событий. К примеру можно выбрать те же кинематические переменные, которые описаны в предыдущей главе (P_T, η, $\hat{s}$,...). При применении классических обрезаний по таким переменным мы уда-

ляем прямоугольные области в пространстве входных кинематических переменных без учета корреляций между различными переменными. Можно оптимизировать такое разделение, используя более сложные многомерные функции, по которым производится обрезание пространства кинематических переменных, и включающии корреляционные зависимости между переменными. Именно такие функции, учитывающие корреляции между разными переменными, вычисляются в результате тренировки нейронных сетей. Результатом обрезания выходной переменной нейронной сети будет сложная гиперповерхность в пространстве входных переменных сети, а не набор прямоугольных обрезаний в случае классического анализа, описанного в предыдущей главе.

Выходное значение нейронной сети определяется в процессе тренировки. Обычно процесс тренировки (так называемая "тренировка с учителем") выглядит следующим образом. На вход сети подается перемешанный поток сигнальных и фоновых событий, закодированных в виде входного вектора кинематических переменных; для сигнальных событий желаемый выход сети приравнивается к единице, а для фоновых, например, к нулю. Процесс тренировки состоит в коррекции параметров сети (веса, пороги) с целью максимального приближения реального значения выхода сети к желаемому, как для сигнальных, так и для фоновых событий, участвующих в тренировке. Основным критерием сходимости при тренировки выбирается функция ошибки:

$$\chi^2 = \frac{1}{2N}\sum_{i=1}^{N}(f_i - t_i)^2, \tag{4.5}$$

здесь f_i реальный выход сети (4.2) для i-ого события, t_i желаемый выход, а N число тренировочных событий.

Функцию ошибок можно переписать в терминах матрицы весов сети $\mathbf{w}$ и порогов θ через формулу (4.2). Процесс тренировки сети заключается в минимизации функционала (4.5). Технику минимизации обычно называют методом тренировки сети; соответственно, могут быть использованы различные методы минимизации (тренировки).

Для построения и тренировки сети был использован пакет программ MLPfit [76], в котором заложено несколько алгоритмов тренировки. Для нахождения оптимального для данной задачи метода сравнивались два метода: "стохастический" [77] (наиболее широко используемый) и более мощный метод "Hybrid Linear-BFGS" [78], входящие в данный пакет программ. После сравнения результатов предпочтение было отдано последнему методу тренировки.

Основные этапы применения метода нейронных сетей к задаче экспериментального поиска описаны ниже.

4.1.1 Выбор оптимальных кинематических переменных

Одним из основных этапов применения метода нейронных сетей является выбор кинематических переменных, составляющих входной вектор. Введение дополнительных переменных потенциально увеличивает обьем информации, используемой при разделении сигнальных и фоновых событий, но также увеличивает размерность пространства для минимизации функционала ошибок (4.5) и, следовательно, делает более сложным процесс нахождения минимума. Фактически процедура выбора входных переменных состоит в кодировании полного обьема информации по различию сигнальных и фоновых событий, и с использованием наименьшего числа переменных.

Был предложен метод нахождения оптимального набора кинематических переменных, основанный на различиях в структуре матричных элементов сигнальных и фоновых процессов. Метод описан в работах [85], [21], [22]. Полезное наблюдение, на котором основан использованный метод, состоит в том, что основной вклад в сечение процессов идет от интегрирования в области фазового пространства, близкого к сингулярностям матричных элементов, если таковые присутствуют для конкретного процесса. Если для сигнальных и фоновых процессов позиция сингулярностей в фазовом пространстве отличается, то наиболее чувствительными к различиям фона и сигнала будут переменные, наиболее точно отражающие различие в позиции сингулярностей.

Существует два основных типа сингулярностей в знаменателях фейнмановских диаграмм, это s-канальные $M^2_{f1,f2} = (p_{f1}+p_{f2})^2$ и t-канальные $\hat{t}_{i,f} = (p_f - p_i)^2$ сингулярности. Здесь p_f – четырех-импульс конечной частицы (партона), p_i – четырех-импульс начального партона.

Позиция сингулярности определяется знаменателем соответствующего фейнмановского пропагатора. Переменные, в которых видны сингулярности, названы сингулярными переменными. Например, в исследуемых сигнальных процессах диаграммы имеют s-канальную сингулярность $M^2_t = (p_b + p_W)^2 \to m^2_t$, в отличии от основных фоновых процессов, имеющих другие сингулярности фазового пространства. На рисунках 4.1.1, 4.1.1 изображены типичные диаграммы для Wjj и QCD процессов, в которых возникают типичные сингулярности в переменных:

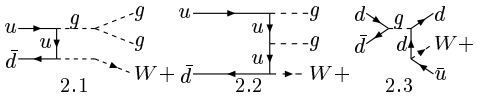

Рис. 4.2: Типичные фейнмановские диаграммы для Wjj процесса.

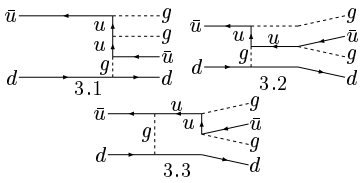

Рис. 4.3: Типичные фейнмановские диаграммы для QCD процесса.

$$M^2_{g1,g2} = (p_{g1} + p_{g2})^2 \to 0, \tag{4.6}$$

$$\hat{t}_{q,(g1g2)} = (p_{g1} + p_{g2} - p_q)^2 \to 0, \tag{4.7}$$

$$\hat{t}_{q,g1} = (p_{g1} - p_q)^2 \to 0, \tag{4.8}$$

$$\hat{t}_{q,g2} = (p_{g2} - p_q)^2 \to 0. \tag{4.9}$$

Однако, эти переменные определены на партонном уровне и не могут быть прямо измерены на эксперименте. В такой ситуации можно использовать другие переменные, связанные с базовыми сингулярными переменными. Например, типичные t-канальные сингулярные переменные можно переписать для безмассовых конечных частиц через наблюдаемые переменные:

$$\hat{t}_{i,f} = (p_f - p_i)^2 = -\sqrt{\hat{s}} e^{Y_{tot}} P_T^f e^{-|y_f|}, \tag{4.10}$$

где $\sqrt{\hat{s}}$ - полная инвариантная масса системы конечных частиц, Y_{tot} псевдорапидити системы конечных частиц, P_T^f и y_f поперечный импульс и псевдорапидити конечной частицы. В результате можно записать полный набор измеряемых сингулярных переменных для пары сигнальный процесс и Wjj фон:

$$\begin{aligned} \text{Set1}: \quad & \mathrm{M_{j1,j2}}, \mathrm{M_t}, \mathrm{Y_{tot}}, \mathrm{P_{Tj1}}, \mathrm{y_{j1}}, \\ & \mathrm{P_{Tj2}}, \mathrm{y_{j2}}, \mathrm{P_{Tj12}}, \mathrm{y_{j12}}, \sqrt{\hat{\mathrm{s}}}, \end{aligned} \tag{4.11}$$

где P_{Tj12} и y_{j12} поперечная энергия и псевдорапидити системы из двух наиболее энергичных струй. Распределения для некоторых из этих переменных показаны на рисунке 4.4.

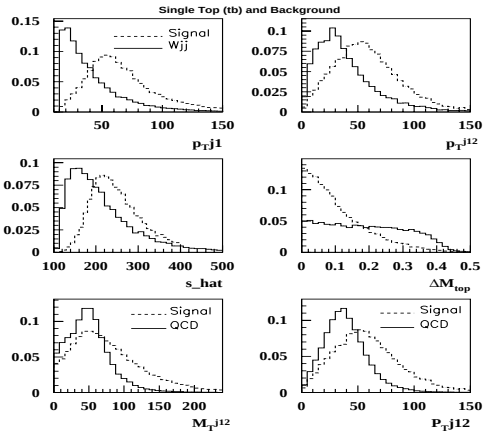

Рис. 4.4: Распределения по кинематическим переменным, отражающим некоторые сингулярности; сигнал –прерывистая линия и фон –сплошная линия. На верхних 4-х рисунках фон – Wjj, на двух нижних – QCD.

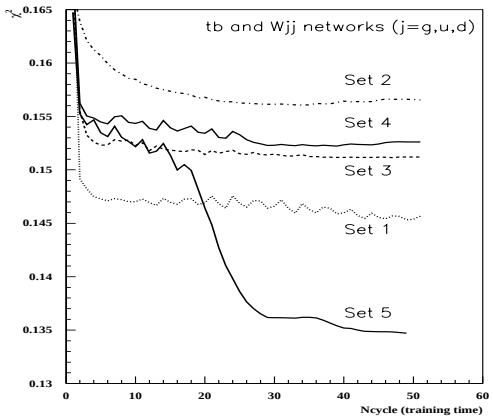

Рис. 4.5: Изменение функции ошибки нейронной сети (χ^2) с каждым циклом тренировки сети, для разных наборов входных переменных. Для данной сети в качестве сигнала выбирается процесс tb, в качестве фона Wjj.

Для проверки такого метода определения оптимального набора переменных были выбраны нейронные сети, натренированные с альтернативными наборами входных переменных. Критерием улучшения результата от набора к набору выбрано изменение функции ошибки (4.5) с каждым циклом тренировки сети. Соответствующие распределения показаны на рисунке 4.5. Чем меньше функция ошибки, тем точнее нейронная сеть разделяет сигнальные и фоновые события. Наиболее простой набор $Set2$ содержит 4 общих, часто используемых переменных ($H_{\rm all} = \sum E_f$, $H_{T\rm all} = \sum E_{Tf}$). В следующем наборе $Set3$ добавлена одна наиболее характерная сингулярная переменная сигнала M_t.

$$\text{Set2}: \quad \mathrm{P_{Tj1}, P_{Tj2}, H_{all}, H_{Tall}}; \tag{4.12}$$

$$\text{Set3}: \quad \mathrm{P_{Tj1}, P_{Tj2}, H_{all}, H_{Tall}, M_t}; \tag{4.13}$$

Из рисунка 4.5 видно, что функция ошибки меньше для набора $Set1$, чем для $Set2$ или $Set3$; это означает, что в более простых наборах переменных отсутствует некоторая часть информации, способствующая лучшему разделению сигнала и фона. Далее можно проверить набор $Set1$ на полноту. Если добавлять к нему две дополнительные переменные $H_{\rm all}$ и $H_{T\rm all}$ (образуется $Set4$), то из рисунка 4.5 видно, что результат стал хуже,

следовательно дополнительные переменные не принесли существенно новой информации, но, увеличив размерность пространства тренировки, ухудшили результат.

Разумеется, рассмотрение только знаменателей фейнмановских диаграмм не гарантирует абсолютно полного набора чувствительных к особенностям сигнала и фона переменных. Например, числитель фейнмановских диаграмм может дать дополнительные переменные, связанные со спиновыми эффектами. Могут существовать более специфичные особенности каждого процесса. В нашем случае можно использовать дополнительную информацию, связанную с идентификацией b-струй по наличию тагирующего мюона; вероятность появления такого мюона в сигнальных событиях существенно выше, чем в фоне Wjj и распределения по P_T тагирующего мюона отличаются для сигнала и фона. Следовательно можно закодировать такую дополнительную информацию введением дополнительной переменной $P_T^{(\text{Тагир. } \mu)}$, которая равна нулю в нетагированных событиях. Результат показан на рисунке 4.5 ($Set5$). Видно, что в данном случае введение дополнительной информации существенно улучшило результат по сравнения с набором только сингулярных переменных $Set1$.

4.1.2 Проверка нейронных сетей

Следующим важным этапом применения нейронных сетей, является проверка тренировки. Цель тренировки нейронной сети – заставить ее максимально точно распознавать разные классы событий по заданным характеристикам (входному вектору). Но начиная с некоторого момента тренировки сеть начинает распознавать не заданные классы событий, а сами тренировочные события; при этом ухудшается распознавание других событий из того же класса. Такой эффект называют overfiting. Для предотвращения этого эффекта образцы событий делятся на две части: на первой части (тренировочный образец) проходит тренировка сети, на второй (тестовый образец) сеть тестируется после каждого цикла тренировки. На рисунке 4.6, показано изменение функции ошибки (4.5) с каждым циклом тренировки для сети, разделяющей s-канальный сигнальный процесс и QCD фон. Приведены тренировочная и тестовая кривая. На шаге, где тестовая кривая систематически перестает идти вниз, полученные коэффициенты сети записываются и сеть готова для дальнейшего использования.

В нашем анализе возможен дополнительный этап проверки: использование абсолютно независимого образца событий и проверка отклика готовой сети на созданном методом Монте-Карло образце событий и на

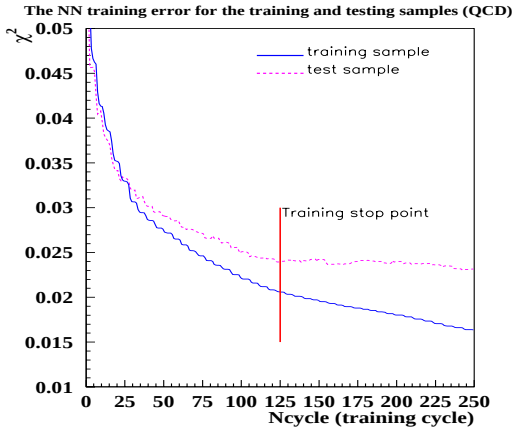

Рис. 4.6: Пример предотвращения перетренировки (overfiting) сети за счет разделения образцов событий на тренировочную и тестовую части. Показано изменение функции ошибки сети (χ^2) с каждым циклом тренировки для тренировочного и тестового образцов и точка остановки, в которой сохранялись параметры сети для дальнейшего анализа. Сеть для разделения сигнальных событий процесса tb и QCD фона.

экспериментальных данных. Для этого берется взвешенная сумма откликов сети от всех смоделированных процессов и сравнивается с откликом сети на образце данных, полученных на DØ детекторе. При этом проверяется правильность моделирования ожидаемых событий и отсутствие эффекта "overfiting" при тренировке сети.

4.2 Применение метода нейронных сетей

Применение техники нейронных сетей к поиску событий с рождением одиночного топ кварка базировалось на описанном в предыдущей главе классическом экспериментальном анализе. Были внесены некоторые изменения и улучшения, но, в основном, были использованы те же пакеты программ и этапы анализа, что и в классическом анализе. Вместо жестких критериев отбора использовались нейронные сети, повышающие эффективность выделения сигнальных событий. Принципиально важный момент описываемого анализа состоит в том, что были добавлены события без идентификации b струй тагируюшим мюоном. Следовательно, рассматривались четыре типа событий, разделяемых по конечной сигна-

туре:

$$e + \not{E}_T + \text{струи} \tag{4.14}$$
$$e + \not{E}_T + \text{струи}/\mu \tag{4.15}$$
$$\mu + \not{E}_T + \text{струи} \tag{4.16}$$
$$\mu + \not{E}_T + \text{струи}/\mu \tag{4.17}$$

Полное описание проведенного анализа можно найти в 100 страничном отчете [20]. В данной главе приводятся основные этапы и результаты.

4.2.1 Внесенные изменения по сравнению с классическим анализом

В базовые этапы экспериментального анализа были внесены следующие изменения.

- В анализ добавлены события, не имеющие тагирующего мюона.
- Фон Wjj целиком моделировался методом Монте-Карло, а не вычислялся из данных, как прежде. Пакетом CompHEP моделировались следующие события: $Wb\bar{b}$, $Wc\bar{c}$ (включались процессы и с s кварком), Wjj $(j = u, d, g)$; пакет Pythia использовался для моделирования WW, WZ. Подробно эти процессы были рассмотрены в предыдущих главах.
- При вычислении сечений использовалось значение массы топ кварка: $m_t = 174.3 \pm 5.1$ ГэВ, усредненное по последним данным DØ и CDF коллабораций.
- Использовалось последнее значение экспериментально полученного сечения $\sigma_{\text{expt}}(p\bar{p} \to t\bar{t} + X) = 5.51 \pm 1.55$ pb
- Была обнаружена ошибка в распределении b кварков, в структурных функциях протона прошлых версий. Сечение рождения одиночного топ кварка было пересчитано в следующих порядках теории возмущений со структурными функциями CTEQ5M1 авторами предыдущих вычислений [79], [80]:

  s-канальный $\quad \sigma_{\text{NLO}}(p\bar{p} \to tb + X) = 0.754 \pm 0.121$ pb

  t-канальный $\quad \sigma_{\text{NLO}}(p\bar{p} \to tqb + X) = 1.466 \pm 0.220$ pb.
- Использован новый метод удаления событий с космическими мюонами. Для этих целей была создана специальная нейронная сеть.

- Внесены изменения в идентификацию изолированного мюона в критериях предварительного отбора событий в мюонном канале [20].

- С целью удалить область фазового пространства, в которой моделирование событий методом Монте-Карло не достаточно точное, изменены критерии начального отбора событий.

- Более точно расчитаны эффективность регистрации электронов и эффективность ложной идентификации струи как электрона [20].

4.2.2 Использование нейронной сети для удаления событий с космическими мюонами

Одним из недостатков классического анализа, описанного в предыдущей главе, был неэффективный метод удаления событий с космическими мюонами, основанный на простом обрезании по переменной $\Delta\phi(\mathrm{isol}\mu, \mathrm{tag}\mu)$ (угол между изолированным и тагирующем мюонами в поперечной плоскости). На данном этапе, был предложен и реализован другой метод очистки образцов, основанный на применении нейронных сетей.

Выбирались основные переменные, чувствительные к отличиям мюонов из космоса и рождающихся в $p\bar{p}$-столкновениях:

- $\Delta\phi(\mathrm{isol}\mu, \mathrm{tag}\mu)$;

- $\mathrm{IP}_{3d}(\mathrm{isol}\ \mu)$ –прицельный параметр трека изолированного мюона, по отношению к линии пучка протонов;

- $\mathrm{IP}_{3d}(\mathrm{tag}\ \mu)$– тоже для тагирующего мюона;

- $p_T(\mathrm{isol}\ \mu)$– поперечный импульс изолированного мюона;

- $p_T(\mathrm{tag}\ \mu)$– тоже для тагирующего мюона;

- $z_{\mathrm{vert}}(\mathrm{isol}\ \mu)$– z-координата вершины трека изолированного мюона;

- $z_{\mathrm{vert}}(\mathrm{tag}\ \mu)$– тоже для тагирующего мюона.

Проверялись нейронные сети с меньшим числом переменных, но результаты сравнения показали, что оптимально использовать все 7 переменных. Ввести дополнительные характерные отличия космических мюонов, например, выделенное направление сверху вниз, не позволила геометрия детектора. В качестве тренировочных образцов использовались два класса событий. Первый класс – взвешенная сумма всех МК событий для сигнальных и фоновых процессов (tb3.4%, tqb5.3%, $t\bar{t}$ 44.4%, $Wb\bar{b}$

8.7%, $Wc\bar{c}$ 8.3%, Wjj19.6%, WW8.6%, WZ1.7%). Второй класс – все доступные события из данных, прошедшие начальные критерии отбора и обрезание $\Delta\phi(\mathrm{isol}\mu, \mathrm{tag}\mu) > 2.4$ рад. (при этом, в основном, остаются события с космическим мюоном). На рисунке 4.7, показаны распределения выхода нейронной сети для двух классов событий (левый рисунок) и выход нейронной сети для данных и суммы смоделированных фонов и сигнала (правый рисунок). Выход нейронной сети для космических лучей локализован в районе нуля, в то время как реальные события распределены в районе единицы (обычное определение для сигнала и фона при тренировке сети) На правом рисунке хорошо видно, что ближе к нулю данные сильно превышают смоделированные события и это обусловлено вкладом космических лучей. Небольшой пик в районе нуля в кривой соответствующей моделированию, идет от QCD фона, который вычислялся путем перенормировки многоструйных событий из данных и, следовательно, так же содержит космические мюоны. Для дальнейшего анализа были оставлены события с выходом нейронной сети больше 0.85

- Выход $\mathrm{NN}_{\mathrm{cosmic}} > 0.85$

Применение такого обрезания оставляет 63% s-канального и 68% t-канального сигнала; 38% фоновых событий и 16% данных. Эту эффективность можно сравнить с эффективностью в классическом анализе: 60% s-канальный, 66% t-канальный сигнал, 60% фон и 26% данные. До обрезаний на космику 84% фона происходило от QCD событий, в которых много космических мюонов, старые обрезания удаляли 54% QCD фона, новые 67%; при этом эффективность для сигнала возросла. Очевидно преимущество нового метода для удаления космики из мюонного канала с тагируюшим мюоном.

4.2.3 Новые критерии начального отбора событий

Критерии начального отбора изменились в сторону более жестких обрезаний по сравнению с аналогичными критериями, использовавшимися в классическом анализе 3.3. Изменения связаны, в первую очередь, с желанием удалить из фазового пространства ту часть, в которую дают наибольший вклад некоторые NLO коррекции; как правило это мягкая область по P_T и малые углы разлета частиц. Такие коррекции сложно учесть при моделировании событий и, следовательно, в таких областях проявляется наибольшее расхождение между собранными данными и смоделированными событиями. С другой стороны, после начальных критериев отбора применяются нейронные сети и, проанализировав

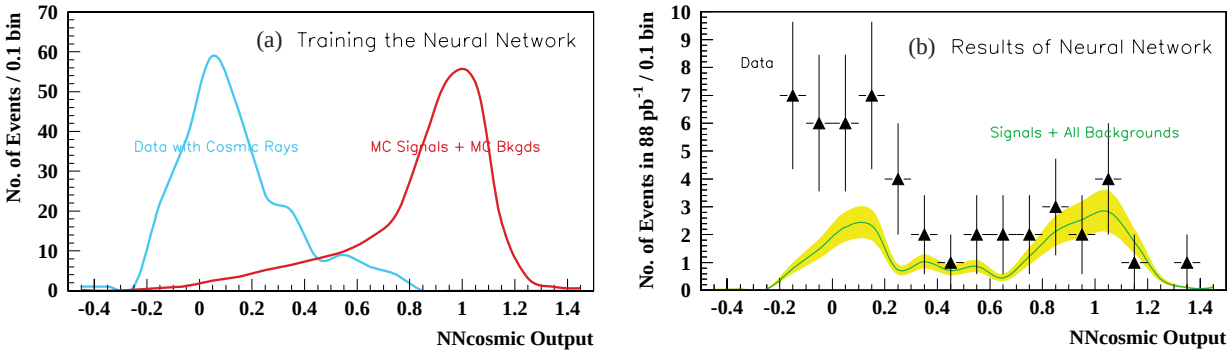

Рис. 4.7: Выход нейронной сети, натренированной на космические мюоны. (a): тренировочные образцы; равные значения Монте-Карло событий и событий с космическим мюоном (данные); (b): отобранные данные (треугольники) и смоделированные события для полной суммы всех фоновых и сигнальных процессов (кривая с обозначенной ошибкой вычислений).

эффективность тренировки на событиях после предварительных критериев отбора 3.3, описанных в предыдущей главе, и более жестких обрезаний 4.1, 4.2, 4.3, 4.4, оказалось, что в случае, если до тренировки мы обрезаем область фазового пространства с меньшей вероятностью для сигнала, т.е. ту, которую в любом случае прошлось бы удалить, мы получаем более высокую эффективность регистрации. При этом сами распределения более перекрыты, так как для тренировки оставляется область, где характеристики фона очень близки к характеристикам сигнала. На рисунках 4.8 изображен выход одной из нейронных сетей для сигнала и фона. Левый рисунок 4.8 показывает результат тренировки в области после более мягких обрезаний и соответственно различий между фоном и сигналом больше. На правом рисунке 4.8 показаны распределения выхода сети с более жесткими начальными обрезаниями. Большую часть событий на левом рисунке 4.8 приходится обрезать с помощью нейронных сетей, так как при правильной нормализации распределений фон сильно превышает сигнал. Благодаря более жестким предварительным обрезаниям, мы заранее удаляем часть событий, которые в любом случае будут удалены и тренировка нейронной сети происходит в более жесткой области. Это дает возможность более точно отразить различие и, следовательно, повысить эффективность разделения сигнала и фона именно в наиболее интересной, с точки зрения заключительных результатов, области.

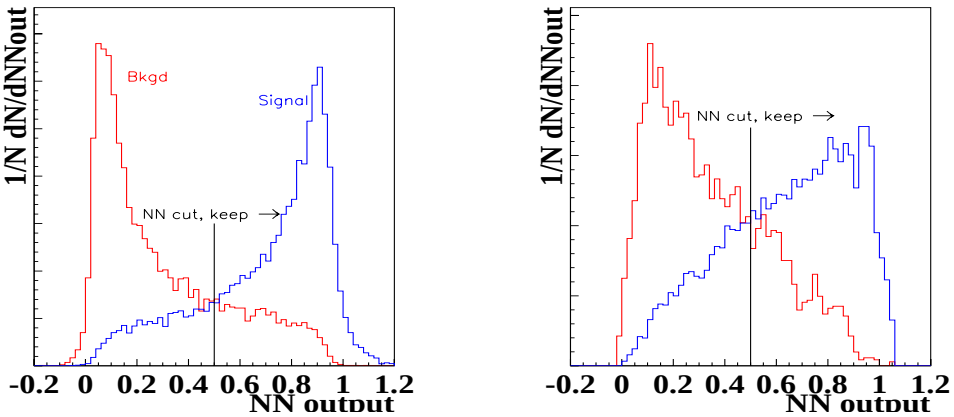

Рис. 4.8: Выход нейронной сети для событий после более широких обрезаний начального отбора (описаны в предыдущей главе) – левый рисунок, и после более жестких (описанных в данной главе) – правый рисунок.

Для каждого канала поиска были выбраны различные начальные критерии отбора. В дополнение к обрезаниям, приведенным в таблице 3.3, были применены следующие наборы, приведенные в таблицах 4.1, 4.2, 4.3, 4.4.

	Начальные критерии отбора в не тагированном электронном канале			Удаляемый
N	описание	название	обрезание	фон
1	Min. E_T струи 1	$E_T(\text{jet1})$	> 20 ГэВ	Wjj, QCD
2	Min. E_T струи 2	$E_T(\text{jet2})$	> 15 ГэВ	
3	Min. E_T струи 3	$E_T(\text{jet3})$	> 15 ГэВ	
4	Max. псевдорап. струи 1	$\lvert\eta^{\text{det}}(\text{jet1})\rvert$	< 2.5	Wjj, QCD
5	Max. псевдорап. струи 2	$\lvert\eta^{\text{det}}(\text{jet2})\rvert$	< 3.0	
6	Max. псевдорап. струи 3	$\lvert\eta^{\text{det}}(\text{jet3})\rvert$	< 3.0	
7	Max. число струй	n_{jets}	≤ 3	$t\bar{t}$; QCD
8	Min. $\not\!\!E_T$	$\not\!\!E_T^{\text{cal}}$, $\not\!\!E_T$	> 20 ГэВ (e в CC) > 25 ГэВ (e в EC)	QCD, Wjj

Таблица 4.1: Начальные критерии отбора не тагированного электронного канала.

Эффективность начальных критериев отбора для событий, прошедших предварительные критерии отбора 3.1, показана в таблице 4.5.

N	Начальные критерии отбора в тагированном электронном канале: описание	название	обрезание	Удаляемый фон
1	Min. E_T струи 1	$E_T(\text{jet1})$	> 15 ГэВ	Wjj, QCD
2	Min. E_T струи 2	$E_T(\text{jet2})$	> 10 ГэВ	
3	Min. E_T струи 3	$E_T(\text{jet3})$	> 10 ГэВ	
4	Max. псевдорап. струи 1	$\lvert\eta^{\text{det}}(\text{jet1})\rvert$	< 2.5	Wjj, QCD
5	Max. псевдорап. струи 2	$\lvert\eta^{\text{det}}(\text{jet2})\rvert$	< 3.0	
6	Max. псевдорап. струи 3	$\lvert\eta^{\text{det}}(\text{jet3})\rvert$	< 3.0	
7	Max. число струй	n_{jets}	≤ 3	$t\bar{t}$; QCD
8	Min. $\not\!\!E_T$	$\not\!\!E_T^{\text{cal}}$, $\not\!\!E_T$	> 15 ГэВ (e в CC) > 20 ГэВ (e в EC)	QCD, Wjj

Таблица 4.2: Начальные критерии отбора тагированного электронного канала.

N	Начальные критерии отбора в не тагированном мюонном канале: описание	название	обрезание	Удаляемый фон
1	Min. E_T струи 1	$E_T(\text{jet1})$	> 25 ГэВ	Wjj, QCD
2	Min. E_T струи 2	$E_T(\text{jet2})$	> 15 ГэВ	
3	Min. E_T струи 3	$E_T(\text{jet3})$	> 15 ГэВ	
4	Min. E_T струи 4	$E_T(\text{jet4})$	> 15 ГэВ	
5	Max. псевдорап. струи 1	$\lvert\eta^{\text{det}}(\text{jet1})\rvert$	< 3.0	Wjj, QCD
6	Max. число струй	n_{jets}	≤ 4	$t\bar{t}$; QCD
7	Min. $\not\!\!E_T$	$\not\!\!E_T^{\text{cal}}$, $\not\!\!E_T$	> 15 ГэВ	QCD, Wjj

Таблица 4.3: Начальные критерии отбора не тагированного мюонного канала.

N	Начальные критерии отбора в тагированном мюонном канале: описание	название	обрезание	Удаляемый фон
1	Min. E_T струи 1	$E_T(\mathrm{jet1})$	> 15 ГэВ	Wjj, QCD
2	Min. E_T струи 2	$E_T(\mathrm{jet2})$	> 10 ГэВ	
3	Max. псевдорап. струи 1	$\lvert\eta^{\mathrm{det}}(\mathrm{jet1})\rvert$	< 3.0	Wjj, QCD
4	Max. число струй	n_{jets}	≤ 4	$t\bar{t}$; QCD
5	Min. $\not\!\!E_T$	$\not\!\!E_T^{\mathrm{cal}}$, $\not\!\!E_T$	> 15 ГэВ	QCD, Wjj
6	Seven-variable neural network	$O(\mathrm{NN}_{\mathrm{cosmic}})$	> 0.85	Cosmic rays

Таблица 4.4: Начальные критерии отбора тагированного мюонного канала.

Тип событий	Эффективность начальных критериев отбора: Электронный канал, не тагированный	Электронный канал, тагированный	Мюонный канал, не тагированный	Мюонный канал, тагированный
Сигнал				
МК tb	61%	82%	71%	53%
МК tqb	47%	68%	68%	54%
Фон				
МК $t\bar{t}$	15%	19%	39%	27%
МК $Wb\bar{b}$	30%	75%	43%	47%
МК $Wc\bar{c}$	24%	77%	37%	46%
МК Wjj	22%	64%	35%	35%
МК WW	34%	50%	57%	52%
МК WZ	37%	60%	58%	45%
QCD	1.1%	10%	23%	9%
Данные	5%	12%	13%	5%

Таблица 4.5: Процент событий прошедших начальные обрезания.

4.2.4 Структура созданных нейронных сетей

В каждый из двух сигнальных процессов дают вклад разные наборы фейнмановских диаграмм, следовательно, кинематика двух сигнальных процессов различна и, с точки зрения нейронной сети, требуется индивидуальный подход. Фоновые процессы так же имеют существенно отличающуюся кинематику. Следовательно, наиболее точно нейронные сети будут разделять не смешанные события сигнала и фона, а разделенные по кинематическим классам. По кинематическим отличиям сигнальные и фоновые процессы были поделены следующим образом:

- Сигнал
  - s-канальное рождение одиночного топ кварка: tb
  - t-канальное рождение одиночного топ кварка: tqb
- Фон
  - W + легкие струи (u, d, or g): "Wjj"
  - W + тяжелые кварки (b, c, or s): "Wbb"
  - $t\bar{t}$
  - $WW + WZ$: "WW"
  - QCD ложный электрон или изолированный мюон (многоструйные события) "QCD"

Для каждой пары сигнального и фонового класса событий тренировалась отдельная нейронная сеть с индивидуальным набором входных переменных. Тренировались отдельные сети для электронного и мюонного канала. В связи с тем, что кинематика тагированных и не тагированных событий одного класса не отличается, их разделения при тренировке не проводилось, но для некоторых сетей использовалась информация о наличии тагирующего мюона в событии. В сумме было создано 20 нейронных сетей: по 5 для каждого сигнального процесса и в каждом канале распада W от топ кварка.

При тренировке были использованы образцы фоновых и сигнальных событий следующих размеров, приведенных в таблице 4.6:

Структура сетей показана в таблице 4.7.

Для каждого фонового кинематического класса событий при тренировке сети, использовался индивидуальный набор оптимальных входных переменных, за исключением Wjj и Wbb, для которых использованы одинаковые наборы. В таблицах 4.8, 4.9, 4.10, 4.11 приведены найденные оптимальные наборы переменных, использованных в качестве входного вектора для каждой нейронной сети.

	Размер тренировочных образцов	
	Электронный канал	Мюонный канал
Сигнал		
tb	15293	8062
tqb	12845	8496
Фон		
Wjj	3515	1942
Wbb	8990	4783
$t\bar{t}$	3918	4637
WW	6000	3924
QCD	3352	5018

Таблица 4.6: Числа событий для тренировки и тестирования нейронных сетей.

	Структура нейронных сетей			
Сеть	s-канал tb		t-канал tqb	
Фон	e-канал	μ-канал	e-канал	μ-канал
Wjj	14–16–1	14–24–1	14–18–1	14–21–1
Wbb	14–19–1	14–19–1	14–20–1	14–17–1
$t\bar{t}$	9–20–1	9–20–1	9–20–1	9–19–1
WW	14–30–1	14–19–1	14–27–1	14–23–1
QCD	16–17–1	16–20–1	16–28–1	16–15–1

Таблица 4.7: Найденная оптимальная структура нейронных сетей для каждой пары сигнального и фонового кинематического класса событий. Цифры означают количество узлов на каждом слое нейронной сети: *Входной слой – Скрытый слой – Выходной слой*

		Входные переменные для Wjj и Wbb сетей
N	Символ	Описание
1	E_T^{jet1}	Поперечная энергия струи 1
2	E_T^{jet2}	Поперечная энергия струи 2
3	$\lvert\eta_{\mathrm{jet1}}^{\mathrm{det}}\rvert$	Модуль псевдорапидити струи 1
4	$\lvert\eta_{\mathrm{jet2}}^{\mathrm{det}}\rvert$	Модуль псевдорапидити струи 2
5	p_T^{j1j2}	Поперечный момент системы первых двух струй
6	M_T^{j1j2}	Поперечная масса системы первых двух струй
7	M^{j1j2}	Инвариантная масса первых двух струй
8	ΔR^{j1j2}	Угловое расстояние между струями 1 и 2
9	$\lvert Y^{\mathrm{j1j2}}\rvert$	Модуль псевдорапидити системы первых двух струй
10	$p_T^{\mathrm{Тагир.}\mu 1}$	p_T наиболее энергичного тагирующего мюона
11	$p_T^{\mathrm{Тагир.}\mu 2}$	p_T второго тагирующего мюона
12	M_{best}	Реконструированная масса топ кварка
13	M_{all}	Инвариантная масса всех конечных частиц ($= \hat{s}$)
14	$\mathbf{P}_{\mathrm{min}}^{\mathrm{all}}$	Мин. компонента тензора из 3-х импульсов системы всех частиц

Таблица 4.8: Входные переменные для нейронных сетей, разделяющие сигнал и Wjj или Wbb фон.

		Входные переменные для $t\bar{t}$ сетей
N	Символ	Описание
1	M_{all}	Инвариантная масса всех конечных частиц ($= \hat{s}$)
2	M_{alljets}	Инвариантная масса всех струй
3	$(M_{\text{alljets}})'$	Инвариантная масса всех струй, кроме струи от t
4	$(H_{\text{alljets}})'$	Скалярная сумма энергий всех струй, кроме струи от t
5	$\left(H_T^{\text{alljets}}\right)'$	Скалярная сумма поперечных энергий всех струй, кроме струи от t
6	$\left(\sum P_T^{\text{alljets}}\right)'$	Вектор. сумма поперечных импульсов всех струй, кроме струи от t
7	$\left(E_T^{\text{jet1}}\right)'$	Поперечная энергия струи 1, но не струи от t
8	$\left(E_T^{\text{jet2}}\right)'$	Поперечная энергия струи 2, но не струи от t
9	$\not{E}_T$	Поперечная не зарегистрированная энергия

Таблица 4.9: Входные переменные для нейронных сетей, разделяющие сигнал и $t\bar{t}$ фон.

		Входные переменные для WW сетей
N	Символ	Описание
1	$E_T^{\mathrm{jet}\,1}$	Поперечная энергия струи 1
2	$E_T^{\mathrm{jet}\,2}$	Поперечная энергия струи 2
3	p_T^{j1j2}	Поперечный момент системы первых двух струй
4	M_T^{j1j2}	Поперечная масса системы первых двух струй
5	H_T^{j1j2}	Скалярная сумма поперечной энергии струй 1 и 2
6	$\lvert Y^{\mathrm{j1j2}}\rvert$	Модуль псевдорапидити системы первых двух струй
7	$p_T^{\text{Тагир.}\mu 1}$	p_T наиболее энергичного тагирующего мюона
8	$p_T^{\text{Тагир.}\mu 2}$	p_T второго тагирующего мюона
9	M_{best}	реконструированная масса топ кварка
10	$\mathbf{P}_{\mathrm{min}}^{\mathrm{all}}$	Min. компонента тензора из 3-х импульсов системы всех частиц
11	p_T^W	Поперечный импульс системы l, ν
12	$\left(\sum P_T^{\mathrm{alljets}}\right)'$	векторная сумма P_T всех струй, кроме струи от t
13	$\left\lvert\frac{M^{\mathrm{j1j2}}-M^W}{M^W}\right\rvert$	Относительное отличие M^{j1j2} от M^W
14	$\left\lvert p_T^W - P_T^{\mathrm{alljets}}\right\rvert$	Модуль разности P_T, систем l, ν и струй

Таблица 4.10: Входные переменные для нейронных сетей, разделяющие сигнал и WW фон.

		Входные переменные для QCD сетей
N	Символ	Описание
1	E_T^{jet1}	Поперечная энергия струи 1
2	E_T^{jet2}	Поперечная энергия струи 2
3	$\lvert\eta_{\mathrm{jet1}}^{\mathrm{det}}\rvert$	Модуль псевдорапидити струи 1
4	p_T^{j1j2}	Поперечный момент системы первых двух струй
5	M^{j1j2}	Инвариантная масса первых двух струй
6	$\lvert Y^{\mathrm{j1j2}}\rvert$	Модуль псевдорапидити системы первых двух струй
7	$p_T^{\mathrm{Тагир.}\mu 1}$	p_T наиболее энергичного тагирующего мюона
8	$p_T^{\mathrm{Тагир.}\mu 2}$	p_T второго тагирующего мюона
9	M_{best}	реконструированная масса топ кварка
10	M_{all}	Инвариантная масса всех конечных частиц ($= \hat{s}$)
11	$\mathbf{P}_{\mathrm{min}}^{\mathrm{all}}$	Min. компонента тензора из 3-х импульсов системы всех частиц
12	$\not{E}_T$	Не зарегистрированная поперечная энергия
13	M_T^W	Поперечная масса системы l, ν
14	p_T^{alljets}	Векторная сумма P_T всех струй
15	$\left(\sum E_T^{\mathrm{alljets}}\right)'$	Скалярная сумма E_T всех струй
16	$\left\lvert p_T^W - P_T^{\mathrm{alljets}}\right\rvert$	Модуль разности P_T, систем l, ν и струй

Таблица 4.11: Входные переменные для нейронных сетей, разделяющие сигнал и QCD фон.

В описании переменных, обозначение "кроме струи от t" подразумевает все струи, кроме струи, инвариантная масса которой вместе с l, ν наиболее близка к современному значению массы топ кварка. Выбор переменных основывался на методе анализа сингулярностей в фейнмановских диаграммах, описанный в предыдущих главах.

4.2.5 Распределение выхода созданных нейронных сетей для сигнала и фона

Выход нейронных сетей показан на рисунках 4.9, 4.10, 4.11, 4.12, 4.13. Распределения приводятся для равного количества сигнальных и фоновых событий. Пунктирные кривые показывают распределения тагированных событий (тренировались сети без разделения на тагированные и не тагированные образцы). Обычно нейронные сети дают более сильное разделение в выходе сигнала и фона, но в данном случае начальные обрезания оставляют область фазового пространства наиболее вероятную для сигнальных событий. Как следствие, в этой области распределения сигнала и фона весьма близки, что затрудняет их разделение.

4.2.6 Распределение выхода созданных нейронных сетей для DØ данных и смоделированных событий

Нейронные сети использовались на конечном этапе отбора. В каждом из четырех каналов рождения использовалось 5 нейронных сетей, по числу кинематических классов фоновых процессов. Эти 5 нейронных сетей использовались как параллельные фильтры каждый из которых настроен так, чтобы пропустить сигнальные события и не пропустить фоновое событие из определенного класса фона (нейронная сеть называется по классу фона). Сети применяются, к потоку отобранных начальными обрезаниями данных, смоделированному сигналу и фону. Если событие проходит все 5 обрезаний по выходам нейронных сетей, то такое событие считалось кандидатом и участвует в вычислении ограничений на сечения. Обрезания на выходы нейронных сетей оптимизировались по критерию лучшего ограничения на сечения, при этом использовался метод наложения случайной сетки обрезаний в пространстве выходов нейронных сетей (Random Grid Search), по результатам которого выбирались оптимальные обрезания.

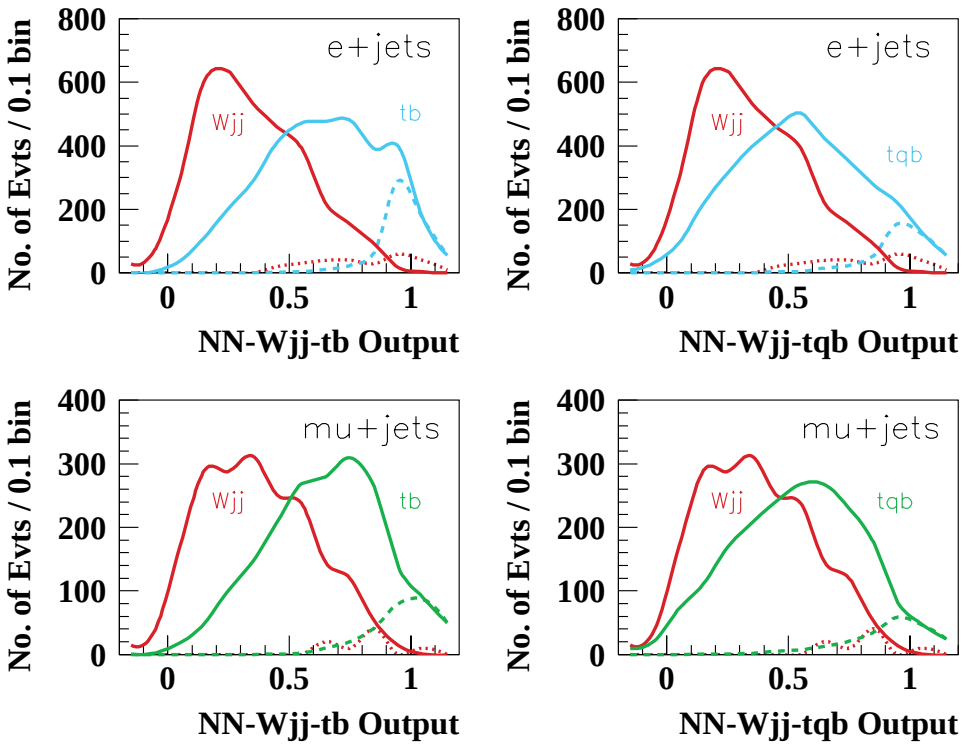

Рис. 4.9: Выход 4-х нейронных сетей, натренированных для разделения сигнала и Wjj фона; распределения показаны для равного количества сигнальных и фоновых событий. Показаны сети для 4-х каналов рождения.

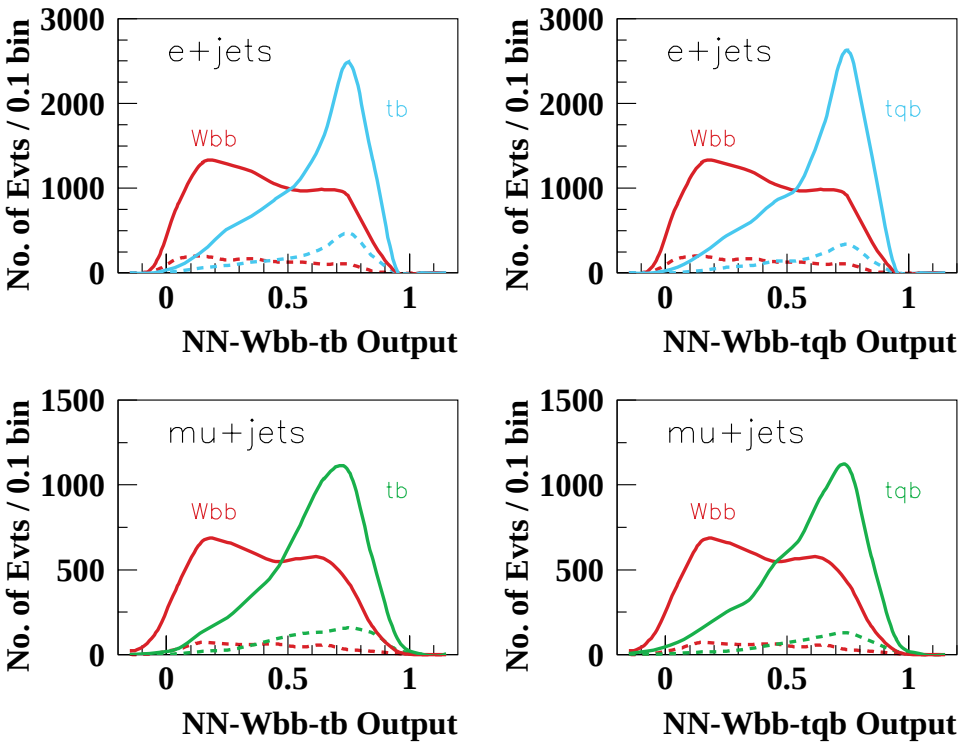

Рис. 4.10: Выход 4-х нейронных сетей, натренированных для разделения сигнала и Wbb фона; распределения показаны для равного количества сигнальных и фоновых событий. Показаны сети для 4-х каналов рождения.

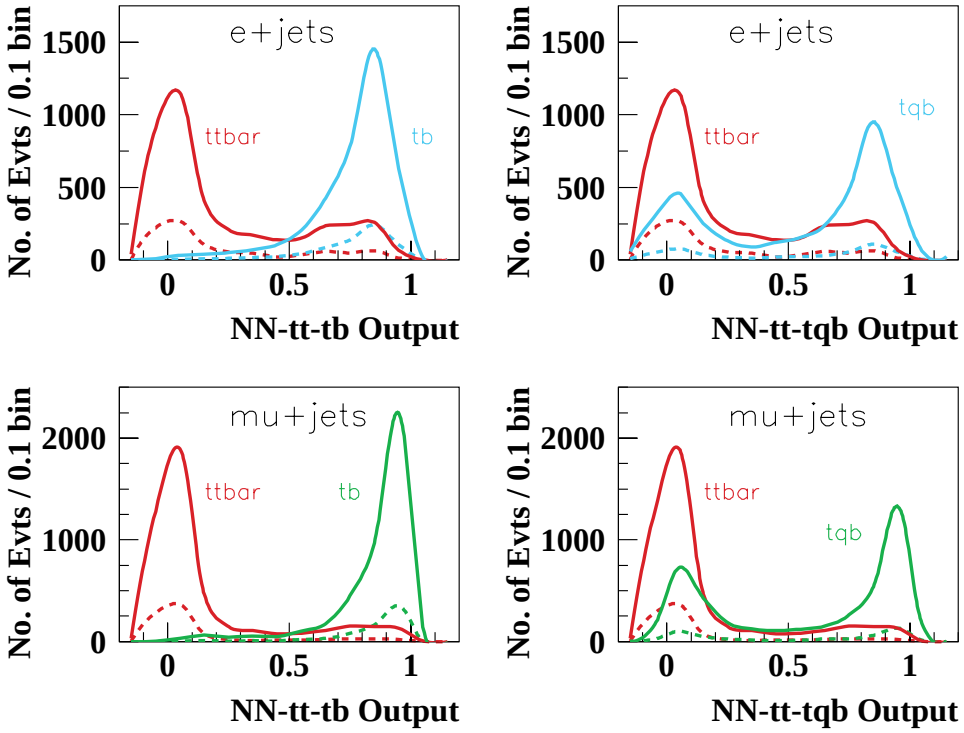

Рис. 4.11: Выход 4-х нейронных сетей, натренированных для разделения сигнала и $t\bar{t}$ фона; распределения показаны для равного количества сигнальных и фоновых событий. Показаны сети для 4-х каналов рождения.

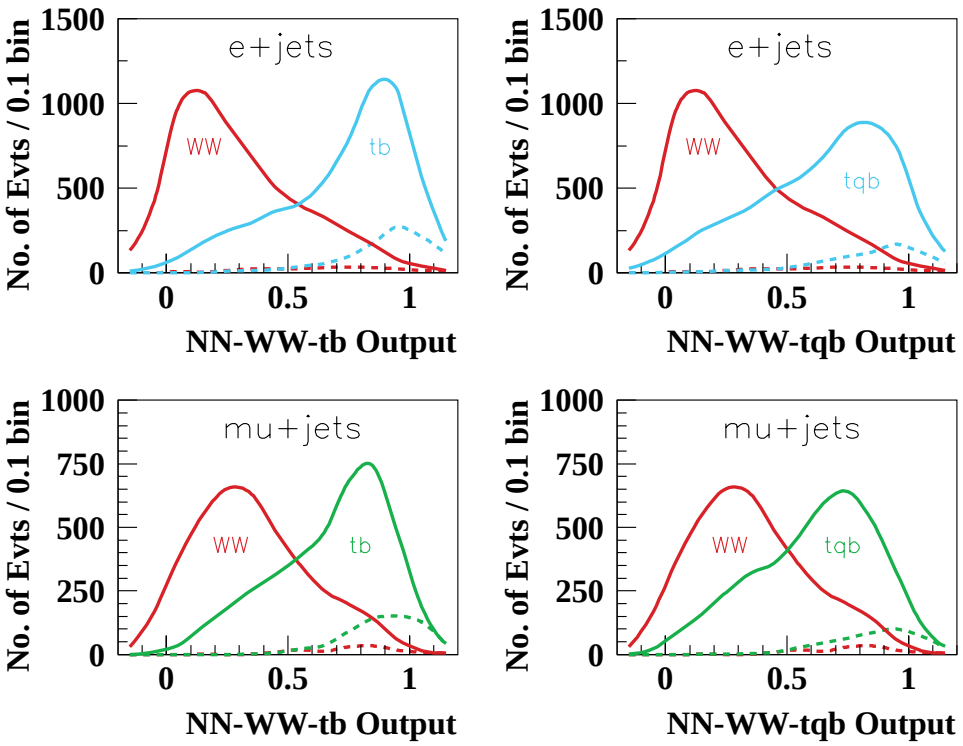

Рис. 4.12: Выход 4-х нейронных сетей, натренированных для разделения сигнала и WW фона; распределения показаны для равного количества сигнальных и фоновых событий. Показаны сети для 4-х каналов рождения.

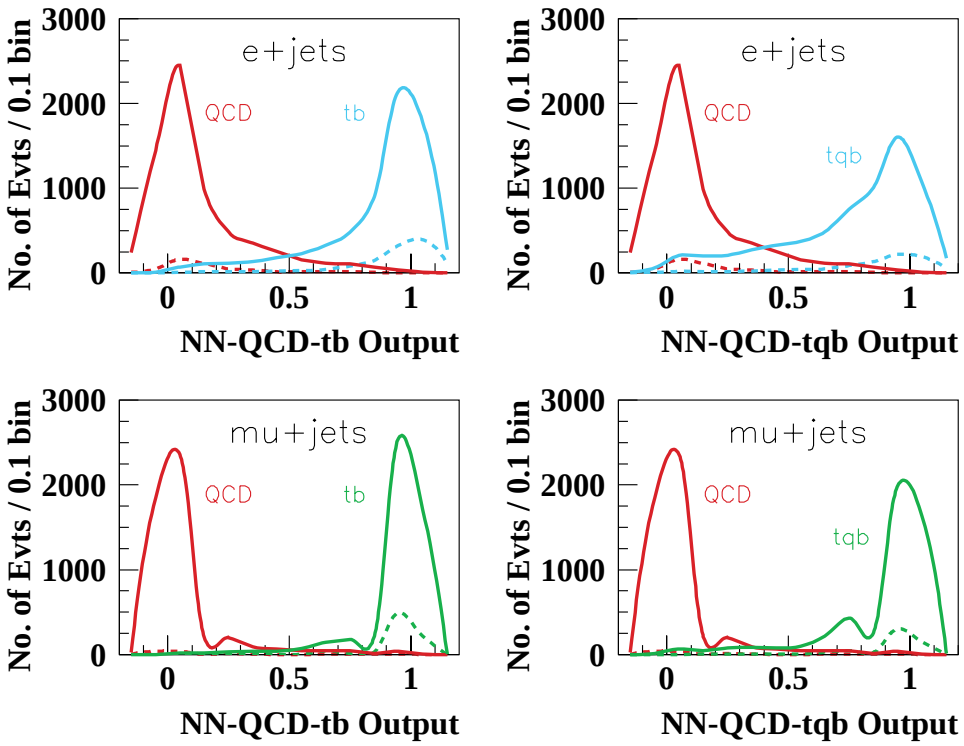

Рис. 4.13: Выход 4-х нейронных сетей, натренированных для разделения сигнала и QCD фона; распределения показаны для равного количества сигнальных и фоновых событий. Показаны сети для 4-х каналов рождения.

На рисунках 4.14– 4.21 представлены распределения выхода 20-и нейронных сетей для DØ данных и смоделированного суммарного фона и сигнала. Приведены ошибки измерений и вертикальными стрелками показаны обрезания на выход каждой сети; события с выходом большим, чем обозначенный стрелкой, проходит данную сеть на следующий этап. Распределения приведены для событий, прошедших начальные критерии отбора (Loose Cuts), и показаны распределения данных после обрезания по остальным четырем сетям (NN Cuts)

4.2.7 Эффективность применения нейронных сетей

В таблице 4.12 приведены эффективности обрезаний по выходу нейронных сетей для событий, прошедших начальные критерии отбора. Приведена эффективность в процентах и не нормализованное на сечение число Монте-Карло событий, прошедших обрезания.

4.3 Результаты применения нейронных сетей

4.3.1 Систематические ошибки

В представляемый анализ были внесены некоторые изменения по сравнению с классическим, описанным в предыдущей главе. Как следствие этого, изменились некоторые систематические ошибки. Систематические ошибки сечений процессов:

- Сигнальные процессы:
  - $tb \quad = \pm 16\%$ (NLO [80])
  - $tqb \quad = \pm 15\%$ (NLO [79])
- Фоновые процессы:
  - $Wb\bar{b} \quad = +32\%, -23\%$ (LO, [81])
  - $Wc\bar{c} \quad = +32\%, -23\%$ (LO, [81])
  - $Wjj \quad = +21\%, -17\%$ (LO, [81])
  - $WW \quad = \pm 2.2\%$ (NLO, [82])
  - $WZ \quad = +8.9\%, -2.4\%$ (NLO, [83])
  - $t\bar{t} = \pm 28\%$ (Tevatron)

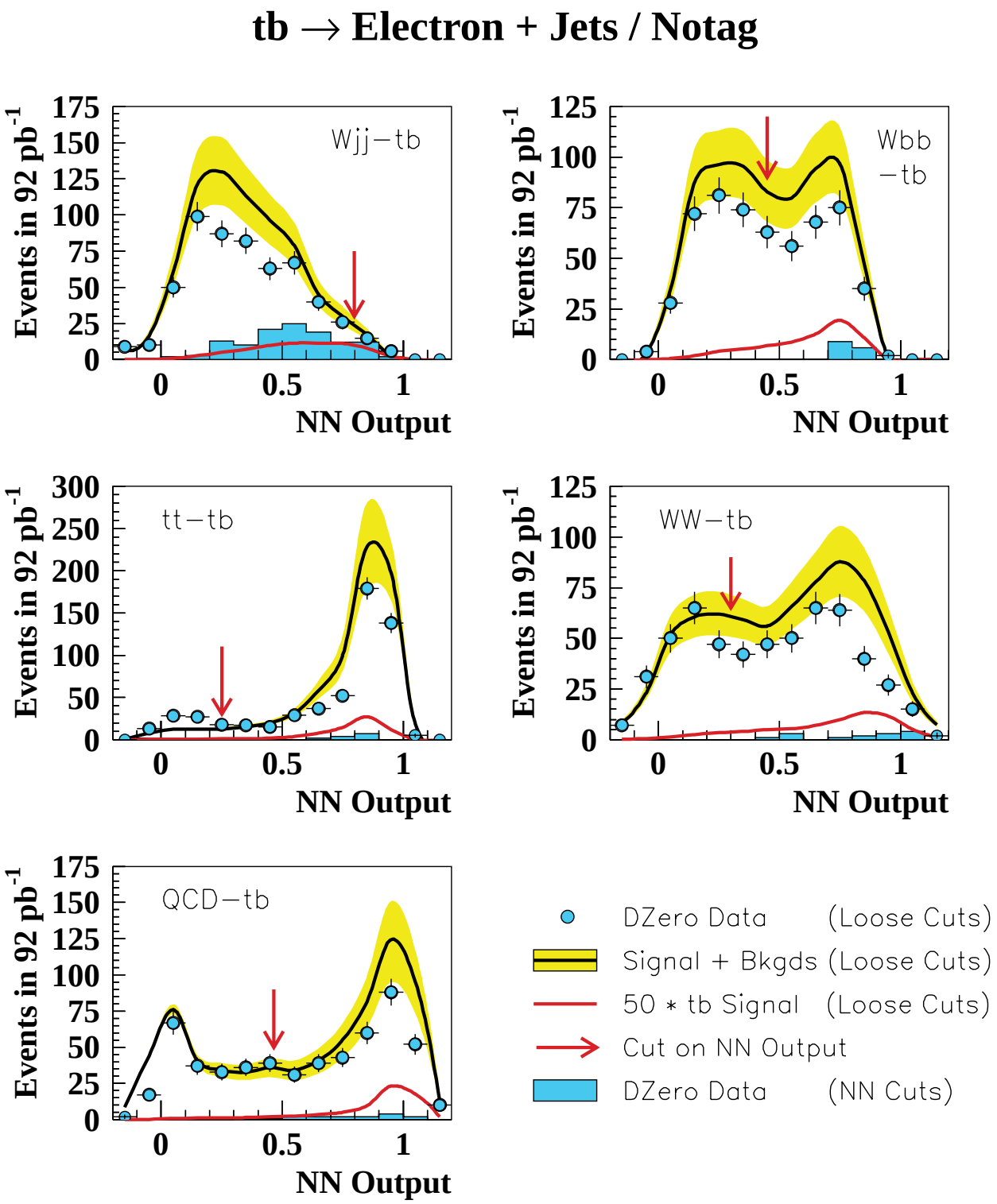

Рис. 4.14: Выход нейронных сетей для DØ данных и смоделированных сигнальных и фоновых событий в s-канальном рождении t, в не тагированном e+струи канале распада.

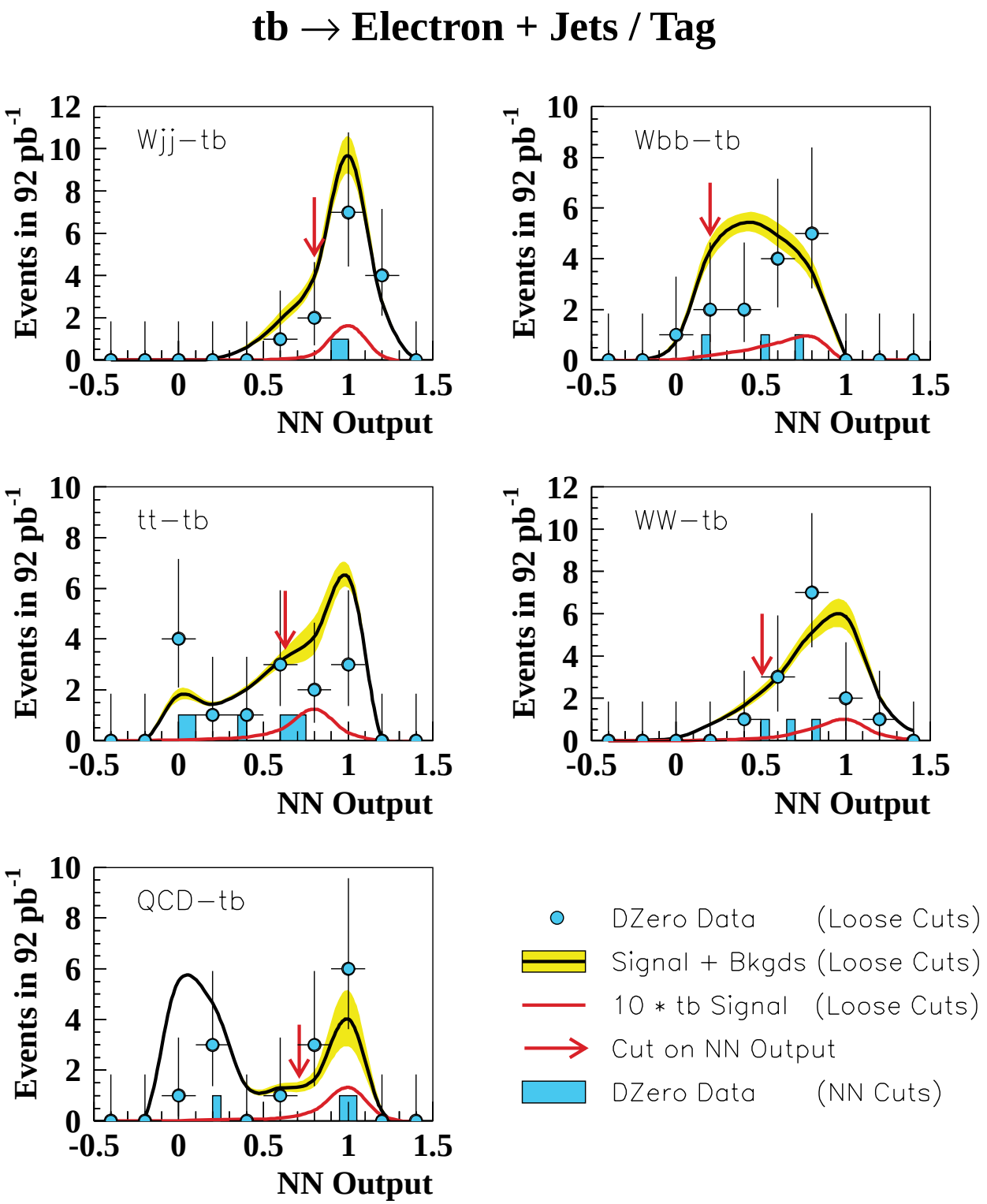

Рис. 4.15: Выход нейронных сетей для DØ данных и смоделированных сигнальных и фоновых событий в s-канальном рождении t, в тагированном e+струи/μ канале распада.

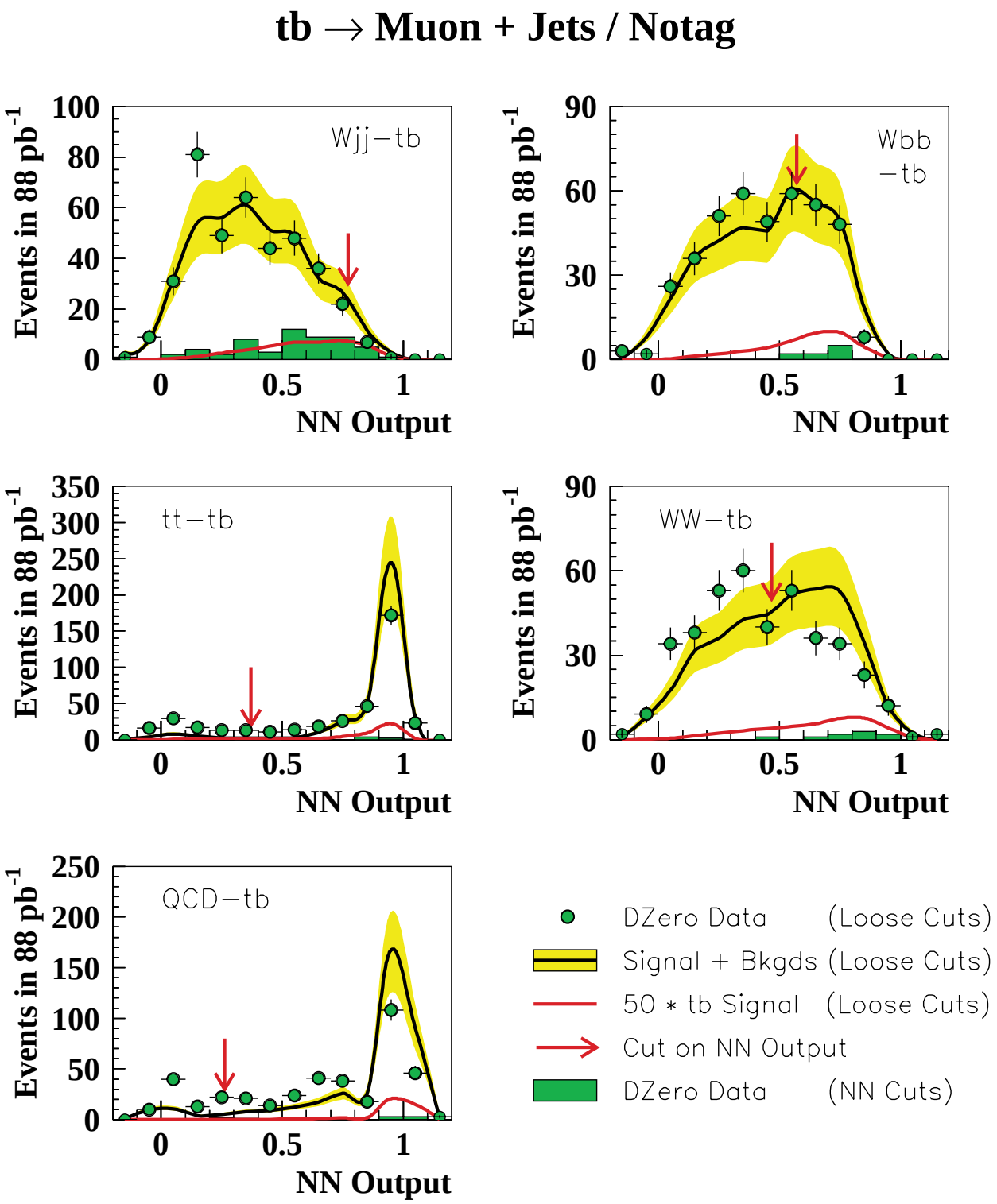

Рис. 4.16: Выход нейронных сетей для DØ данных и смоделированных сигнальных и фоновых событий в s-канальном рождении t, в не тагированном μ+струи канале распада.

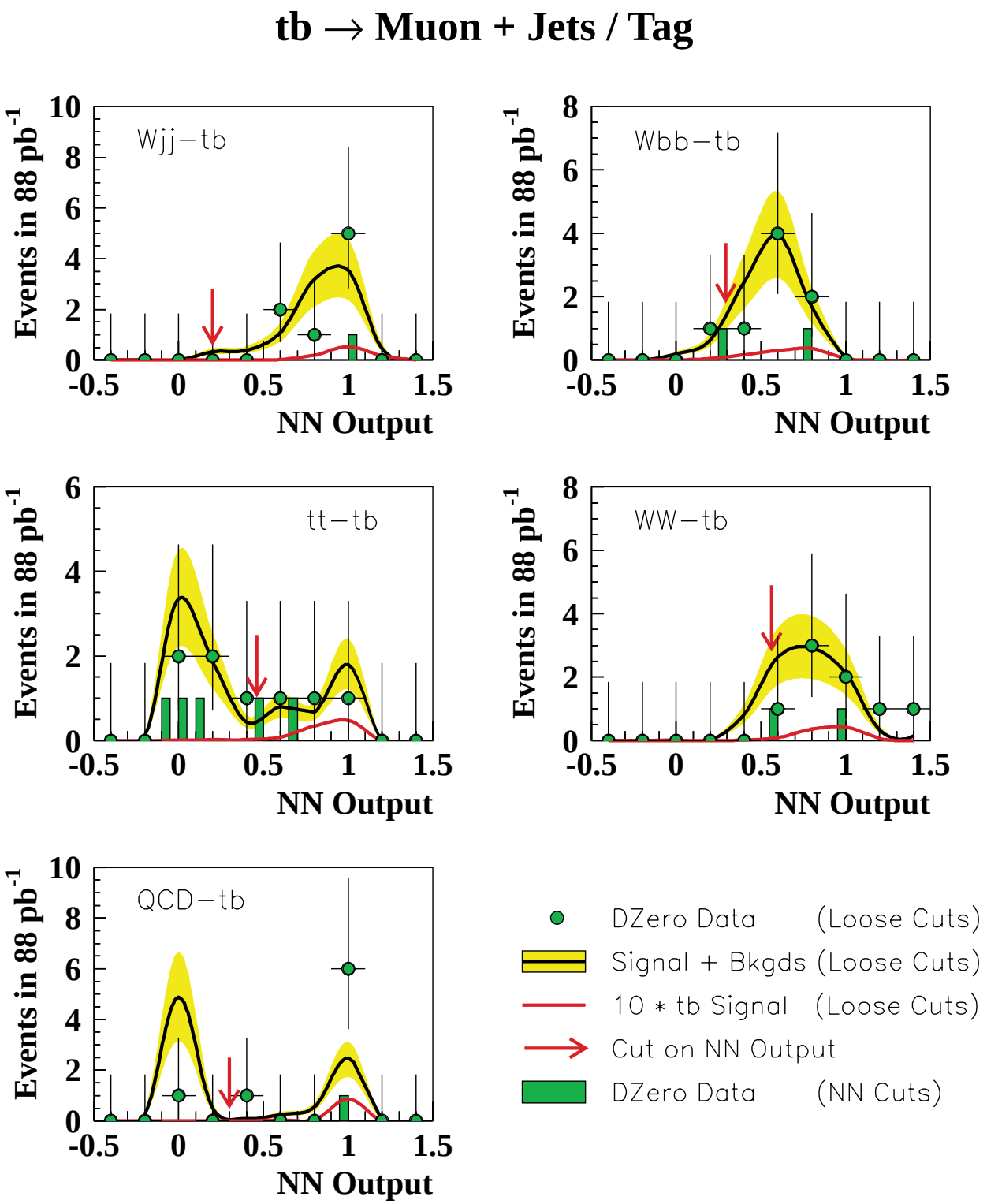

Рис. 4.17: Выход нейронных сетей для DØ данных и смоделированных сигнальных и фоновых событий в s-канальном рождении t, в тагированном μ+струи/μ канале распада.

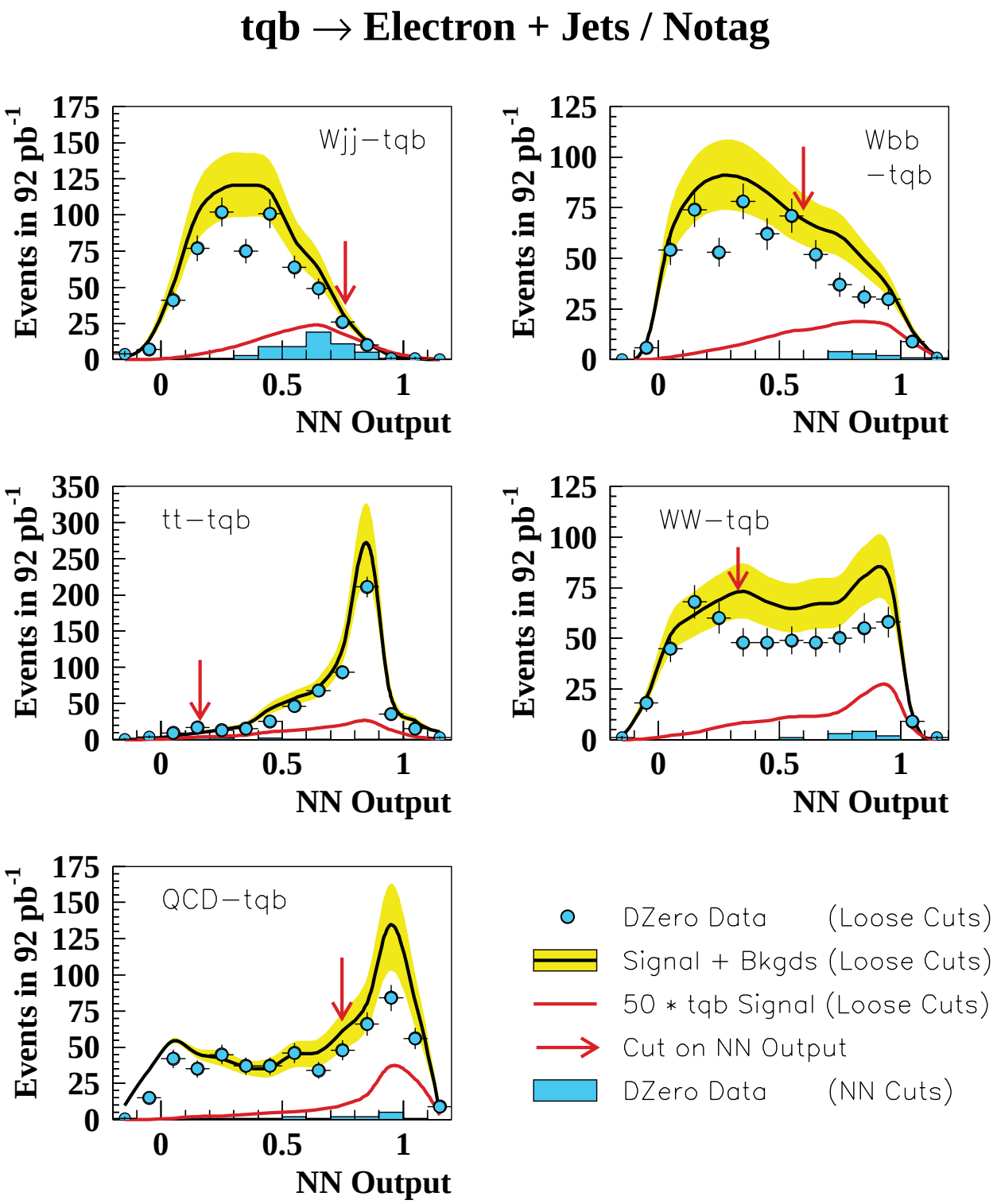

Рис. 4.18: Выход нейронных сетей для DØ данных и смоделированных сигнальных и фоновых событий в t-канальном рождении t, в не тагированном e+струи канале распада.

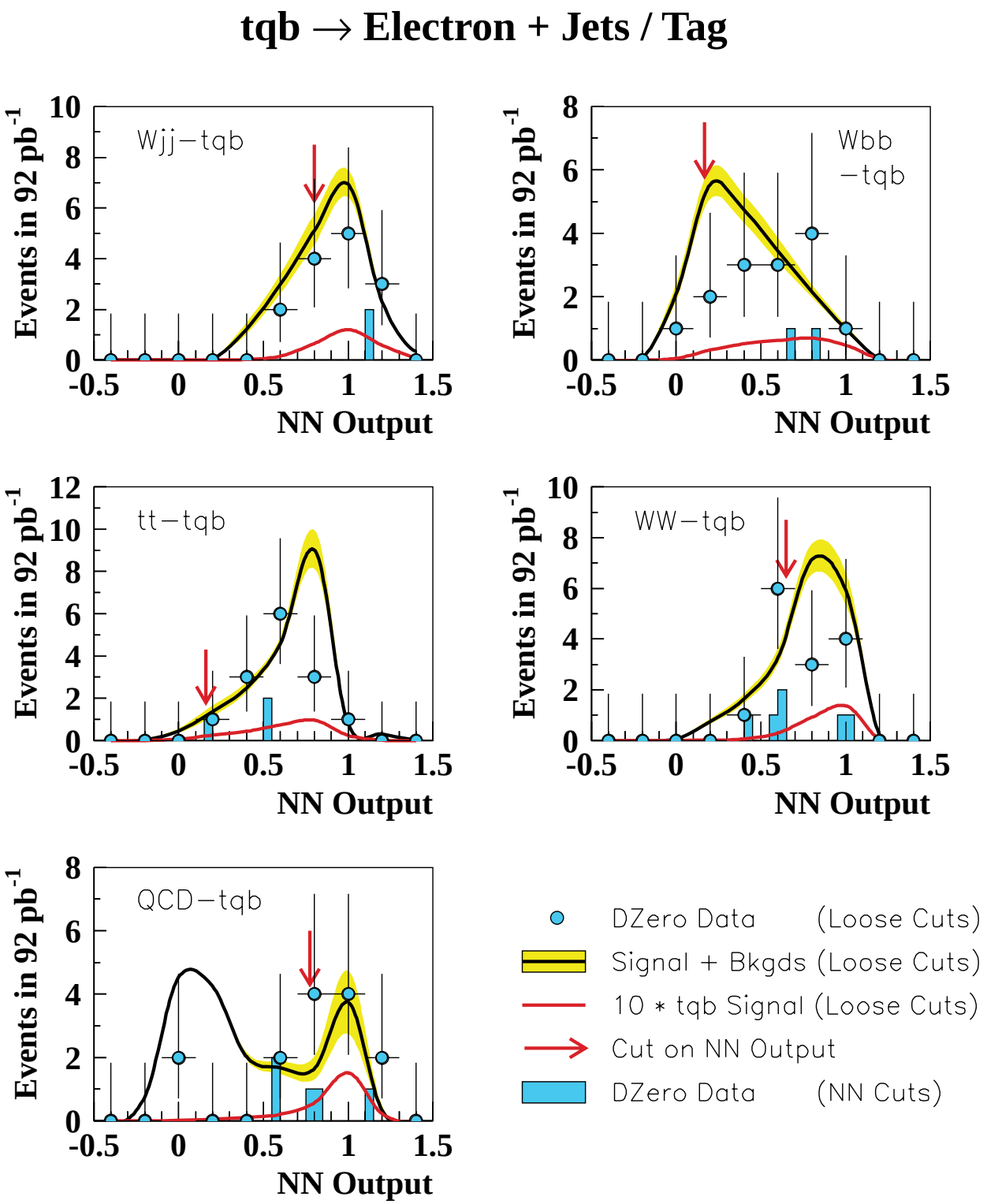

Рис. 4.19: Выход нейронных сетей для DØ данных и смоделированных сигнальных и фоновых событий в t-канальном рождении t, в тагированном e+струи/μ канале распада.

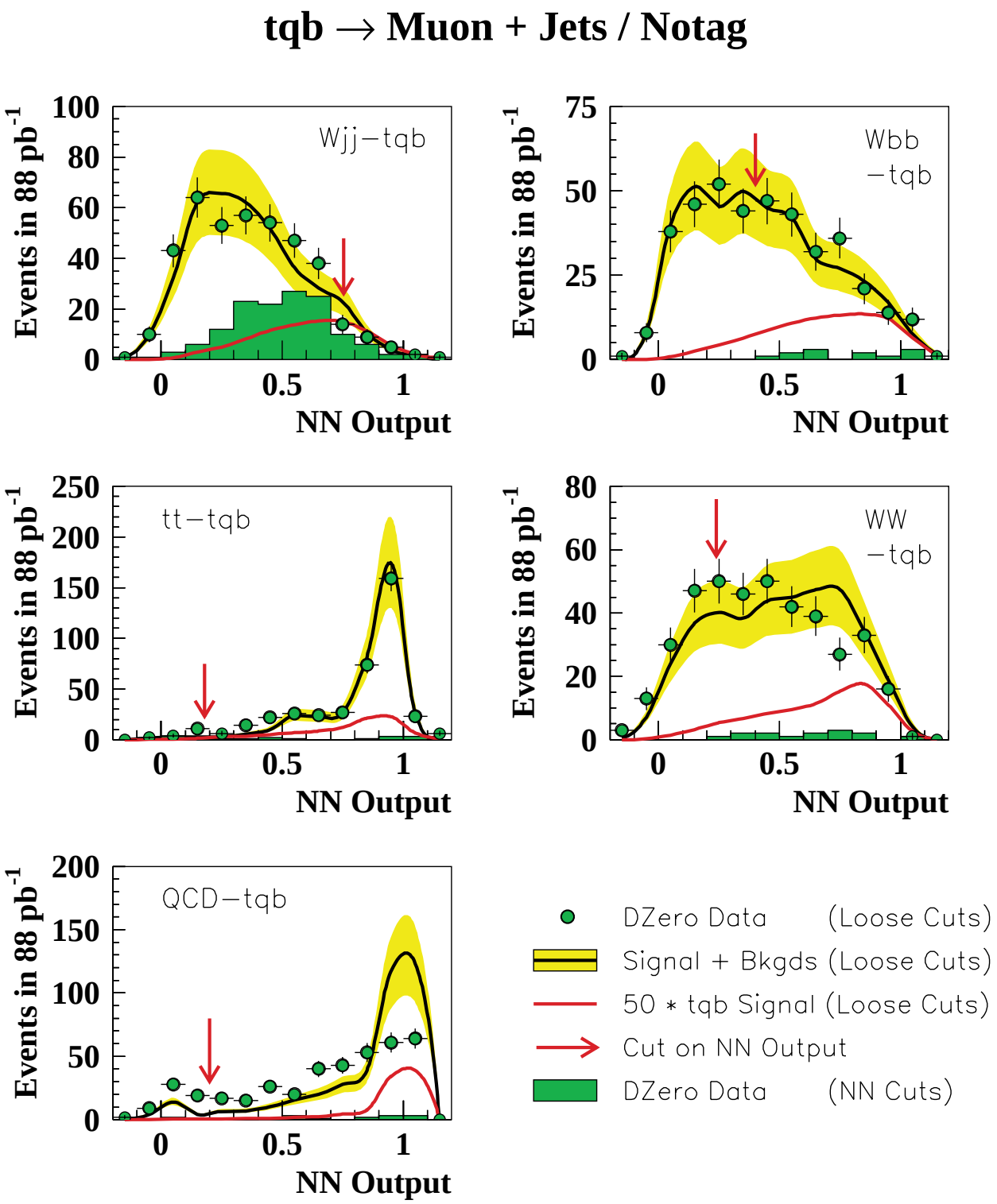

Рис. 4.20: Выход нейронных сетей для DØ данных и смоделированных сигнальных и фоновых событий в t-канальном рождении t, в не тагированном μ+струи канале распада.

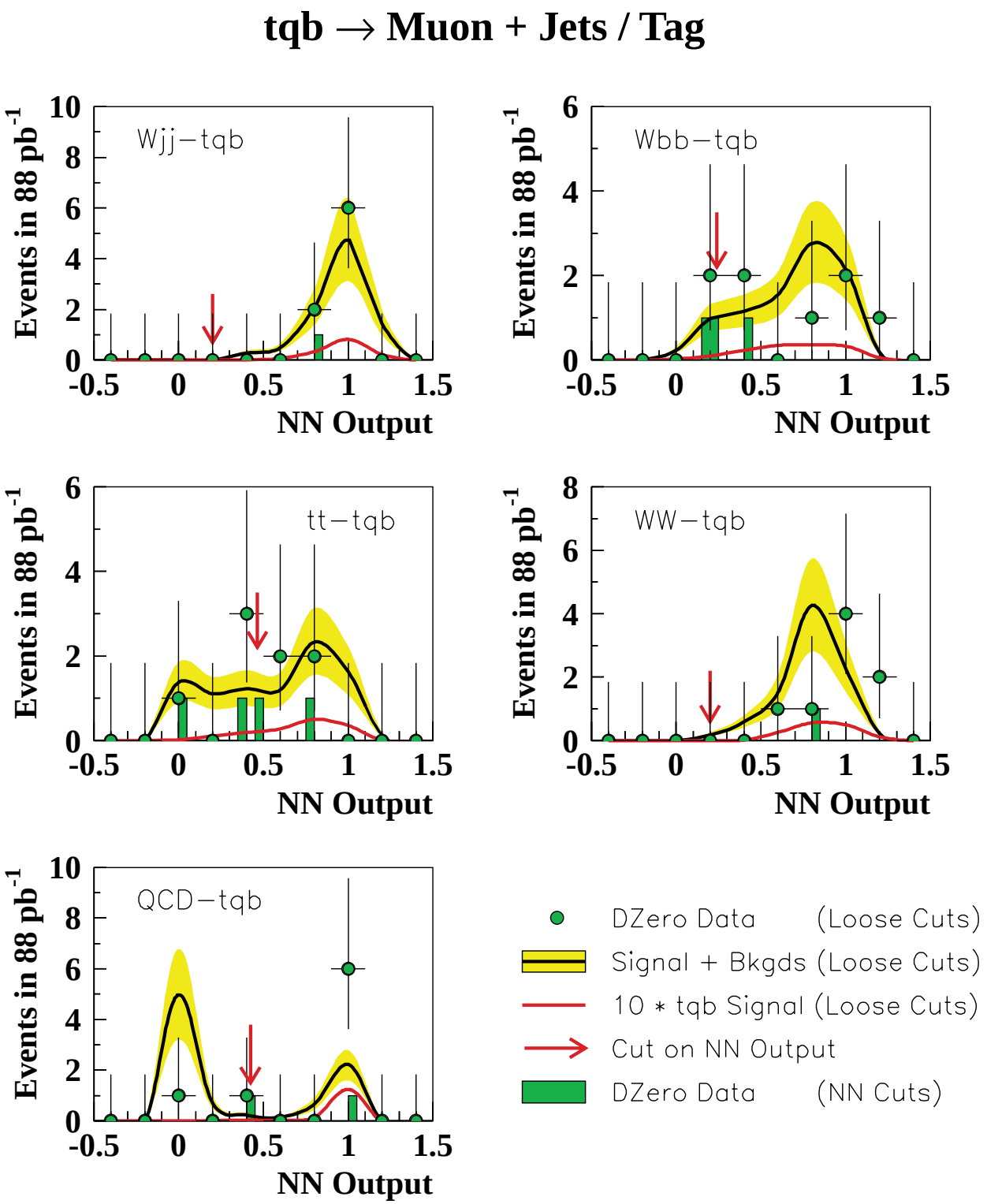

Рис. 4.21: Выход нейронных сетей для DØ данных и смоделированных сигнальных и фоновых событий в t-канальном рождении t, в тагированном μ+струи/μ канале распада.

	Эффективность применения нейронных сетей							
	Электронный канал				Мюонный канал			
	не тагир.		тагир.		не тагир.		тагир.	
Тип	%	N	%	N	%	N	%	N
Событий		Событий		Событий		Событий		Событий
	Поиск s-канального рождения							
Сигнал								
МК tb	14%	1,782	64%	1,741	19%	1,305	87%	1,113
Фон								
МК tqb	6%	665	36%	613	7%	552	47%	466
МК $t\bar{t}$	5%	137	14%	124	3%	110	13%	105
МК $Wb\bar{b}$	4%	137	43%	381	7%	136	58%	218
МК $Wc\bar{c}$	4%	185	40%	103	7%	150	61%	46
МК Wjj	3%	96	31%	9	4%	85	59%	4
МК WW	1%	39	26%	18	1%	27	43%	23
МК WZ	2%	71	32%	53	3%	58	46%	39
QCD	1%	28	4%	11	0.01%	13	4%	14
Данные	3%	15	14%	2	2%	9	13%	1
	Поиск t-канального рождения							
Сигнал								
МК tqb	16%	1,748	62%	1,060	27%	2,101	75%	744
Фон								
МК tb	7%	875	53%	1,478	11%	778	78%	1,005
МК $t\bar{t}$	12%	362	33%	300	20%	687	16%	138
МК $Wb\bar{b}$	2%	67	29%	272	3%	68	47%	174
МК $Wc\bar{c}$	2%	88	29%	82	4%	86	61%	45
МК Wjj	2%	73	29%	8	4%	77	20%	2
МК WW	2%	69	14%	14	8%	157	47%	29
МК WZ	3%	85	30%	57	11%	203	55%	52
QCD	1%	18	3%	15	0.2%	55	6%	10
Данные	2%	10	14%	2	4%	14	13%	1

Таблица 4.12: Эффективность обрезаний на выход нейронных сетей. Приведена в процентах событий, прошедших начальные критерии отбора. Для электронного и мюонного каналов распада, приведены тагированные и не тагированные события.

Систематические ошибки				
Источник	значение	акцептанс сигнала	вклад в фон МК	QCD
Нормализация МК событий				
интеграл. светимость	4.41%	—	$\surd$	—
теор. сечение	2.2% – 32%	—	$\surd$ (W+jets)	—
эксперим. сечение	28%	—	$\surd$ ($t\bar{t}$)	—
МК моделирование				
триггеры	0.4% – 12%	$\surd$	$\surd$	—
мюоны от распада b	4.6%	$\surd$ (Тагир.)	$\surd$ (Тагир.)	—
адронизация струй	5% – 7%	$\surd$	$\surd$	—
корр. энергии струй	0.4% – 137%	$\surd$	$\surd$	—
Косвенные обрезания				
ID электрона	2.7% – 4.9%	$\surd(e)$	$\surd(e)$	—
ID изол. μ	1.2% – 10%	$\surd(\mu)$	$\surd(\mu)$	—
ID таг. μ	1.2% – 5.3%	$\surd$ (Тагир.)	$\surd$ (Тагир.)	—
события "Bad jets"	0.1%	$\surd$	$\surd$	—
Метод измерения фона				
триггеры J3M/EJH	3.5%	—	—	$\surd(e)$
mis-ID электрона	13.9% – 16.8%	—	—	$\surd(e)$
mis-ID изол. μ	12.2%– 20.0%	—	—	$\surd(\mu)$

Таблица 4.13: значения различных вкладов в систематическую ошибку и их влияние на различные процессы.

Другие вклады в систематическую ошибку приведены в таблице 4.13 (таблица аналогичная таблице 3.6 в классическом анализе)

Процентное соотношение различных вкладов в ошибку акцептанса сигнала приведено в таблице 4.14.

Вклад различных источников в ошибку определения числа ожидаемых событий приведен в таблице 4.15 для начальных критериев отбора и в таблице 4.16 для конечного отбора нейронными сетями.

4.3.2 Акцептанс сигнала и набранное число событий

В таблице 4.17 приведены значения акцептанса (эффективности отбора) сигнальных событий после каждого этапа отбора кандидатов. Значения проводятся в процентах по отношению к полному числу ожидаемых сигнальных событий.

В таблице 4.18, 4.19 показано ожидаемое число событий фоновых и сигнальных процессов, а также отобранные кандидаты из данных DØ.

Различие в предсказанном числе событий и полученном из данных приведены в таблице 4.20 после каждого этапа отбора (в единицах стандартных отклонений). Можно видеть, что на стадии предварительного отбора результаты моделирования занижены по сравнению с данными, что связано с большим количеством разного рода ложных событий в предварительно отобранных образцах данных.

4.3.3 Ограничения на сечения рождения одиночного t-кварка

Используя полученные значения акцептанса и чисел событий, можно поставить верхнее ограничение на сечение s и t канальных процессов рождения одиночного топ кварка. Был применен тот же метод, что и при вычислении ограничений в классическом анализе, описанный в предыдущей главе. В таблице 4.21 приведены значения ограничений на 95% уровне достоверности для парциальных каналов и полных сечений.

4.4 Основные результаты

Из приведенных ограничений видно, что удалось существенно ужесточить ограничения, по сравнению с классическим анализом:

- $\sigma(p\bar{p} \to tb + X) < 17$ pb (классический анализ $\sigma^{tb}_{classic} < 39$ pb)
- $\sigma(p\bar{p} \to tqb + X) < 22$ pb (классический анализ $\sigma^{tqb}_{classic} < 58$ pb)

	Источники ошибки акцептанса сигнала							
	tb				*tqb*			
	Электронный		Мюонный		Электронный		Мюонный	
	Не таг.	Таг.	Не таг.	Таг.	Не таг.	Таг.	Не таг.	Таг.
	Начальный отбор							
Источник								
$\Delta\varepsilon_{\text{trig}}$	0.2	0.4	0.7	0.8	0.2	0.5	0.7	0.8
$\Delta\varepsilon_{\text{Тагир.}\mu B}$		4.7		4.7		4.7		4.7
$\Delta\varepsilon_{\text{MKfrag}}$	5.0	5.0	5.0	5.0	5.0	5.0	5.0	5.0
$\Delta\varepsilon_{\text{JES}}$	3.8	1.3	3.9	1.6	5.7	2.2	3.9	2.1
$\Delta\varepsilon_{\text{lepID}}$	2.4	1.7	7.1	4.4	2.5	1.7	7.1	4.5
$\Delta\varepsilon_{\text{Тагир.}\mu\text{ID}}$		3.2		2.8		3.3		2.8
$\Delta\varepsilon_{\text{badjet}}$	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1
Сумма								
Сист. ошиб.	6.7	7.9	9.5	8.8	8.0	8.1	9.6	9.0
Стат. ошиб.	0.8	2.0	1.2	3.1	0.9	2.5	1.1	3.5
Полная	**6.8**	**8.1**	**9.6**	**9.3**	**8.0**	**8.5**	**9.6**	**9.6**
	После обрезаний на нейронные сети							
Источник								
$\Delta\varepsilon_{\text{trig}}$	0.4	0.4	1.0	0.8	0.3	0.5	0.8	0.8
$\Delta\varepsilon_{\text{Тагир.}\mu B}$		4.7		4.7		4.7		4.6
$\Delta\varepsilon_{\text{MKfrag}}$	5.0	5.0	5.0	5.0	5.0	5.0	5.0	5.0
$\Delta\varepsilon_{\text{JES}}$	4.5	1.6	5.5	1.3	10.0	3.2	6.6	2.2
$\Delta\varepsilon_{\text{lepID}}$	2.5	1.7	7.0	4.5	2.5	1.8	7.2	4.5
$\Delta\varepsilon_{\text{Тагир.}\mu\text{ID}}$		3.3		2.8		3.3		2.8
$\Delta\varepsilon_{\text{badjet}}$	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1
Сумма								
Сист. ошиб.	7.2	8.0	10.3	8.8	11.5	8.5	11.0	8.9
Стат. ошиб.	2.4	2.5	2.8	3.3	2.4	3.2	2.2	4.1
Полная	**7.5**	**8.4**	**10.6**	**9.4**	**11.7**	**9.1**	**11.2**	**9.8**

Таблица 4.14: Ошибки определения акцептанса сигнала (в процентах) в электронном и мюонном каналах после начальных критериев отбора и после применения нейронных сетей.

	Источники ошибки числа ожидаемых событий							
	После начальных критериев отбора							
	$t\bar{t}$				W+jets			
	Электрон		Мюон		Электрон		Мюон	
	Не таг.	Таг.	Не таг.	Таг.	Не таг.	Таг.	Не таг.	Таг.
Источник								
$\Delta\varepsilon_{\mathrm{trig}}$	0.9	1.4	2.1	1.9	0.3	2.2	1.0	6.1
$\Delta\varepsilon_{\text{Тагир.}\mu B}$		4.8		4.8		4.6		4.6
$\Delta\varepsilon_{\mathrm{MKfrag}}$	7.0	7.0	7.0	7.0	5.0	5.0	5.0	5.0
$\Delta\varepsilon_{\mathrm{JES}}$	4.6	2.5	3.2	3.6	9.0	8.6	10.1	7.1
$\Delta\varepsilon_{\mathrm{lepID}}$	2.5	1.8	7.0	4.4	2.4	1.7	7.1	3.7
$\Delta\varepsilon_{\text{Тагир.}\mu\mathrm{ID}}$		3.6		2.8		3.1		2.5
$\Delta\varepsilon_{\mathrm{badjet}}$	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1
$\Delta\mathcal{L}$	4.4	4.4	4.4	4.4	4.4	4.4	4.4	4.4
$\Delta\sigma$	28.0	28.0	28.0	28.0	20.8	22.9	20.7	21.1
Сумма								
Сист. ошиб.	29.7	30.0	30.3	30.3	23.7	26.1	25.0	24.9
Стат. ошиб.	1.8	3.4	1.6	3.6	1.5	12.1	2.1	16.7
Полная	**29.7**	**30.2**	**30.3**	**30.5**	**23.8**	**28.8**	**25.1**	**30.0**

Таблица 4.15: Ошибки определения ожидаемого числа событий фона (в процентах) в электронном и мюонном каналах после начальных критериев отбора.

	Источники ошибки числа ожидаемых событий							
	После отбора нейронными сетями							
	$t\bar{t}$				W+jets			
	Электрон		Мюон		Электрон		Мюон	
	Не таг.	Таг.	Не таг.	Таг.	Не таг.	Таг.	Не таг.	Таг.
	s-канальный поиск							
Источник								
$\Delta\varepsilon_{\text{trig}}$	0.9	2.1	2.1	1.9	3.0	4.9	3.4	4.6
$\Delta\varepsilon_{\text{Тагир.}\mu B}$		4.8		4.8		4.6		4.6
$\Delta\varepsilon_{\text{MKfrag}}$	7.0	7.0	7.0	7.0	5.0	5.0	5.0	5.0
$\Delta\varepsilon_{\text{JES}}$	12.7	1.1	7.8	1.3	5.7	13.3	14.1	13.7
$\Delta\varepsilon_{\text{lepID}}$	2.5	1.9	7.0	4.4	2.4	1.7	6.7	4.2
$\Delta\varepsilon_{\text{Тагир.}\mu\text{ID}}$		3.7		2.8		3.2		2.8
$\Delta\varepsilon_{\text{badjet}}$	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1
$\Delta\mathcal{L}$	4.4	4.4	4.4	4.4	4.4	4.4	4.4	4.4
$\Delta\sigma$	28.0	28.0	28.0	28.0	21.3	24.0	21.4	22.3
Сумма								
Сист. ошиб.	31.9	30.0	31.1	30.1	23.4	29.2	27.6	28.2
Стат. ошиб.	8.5	9.0	9.3	10.3	9.4	19.7	10.1	25.3
Полная	**33.0**	**31.3**	**32.5**	**31.8**	**25.2**	**35.2**	**29.4**	**37.9**
	t-канальный поиск							
Источник								
$\Delta\varepsilon_{\text{trig}}$	0.9	1.9	2.1	1.9	4.1	5.5	2.4	5.5
$\Delta\varepsilon_{\text{Тагир.}\mu B}$		4.7		4.7		4.6		4.6
$\Delta\varepsilon_{\text{MKfrag}}$	7.0	7.0	7.0	7.0	5.0	5.0	5.0	5.0
$\Delta\varepsilon_{\text{JES}}$	8.0	2.8	1.0	2.6	19.5	13.5	23.1	37.9
$\Delta\varepsilon_{\text{lepID}}$	2.5	1.8	7.0	4.3	2.4	1.6	6.9	4.5
$\Delta\varepsilon_{\text{Тагир.}\mu\text{ID}}$		3.3		2.7		2.9		2.7
$\Delta\varepsilon_{\text{badjet}}$	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1
$\Delta\mathcal{L}$	4.4	4.4	4.4	4.4	4.4	4.4	4.4	4.4
$\Delta\sigma$	28.0	28.0	28.0	28.0	20.6	23.6	19.9	21.7
Сумма								
Сист. ошиб.	30.1	30.0	30.1	30.2	29.5	29.1	32.0	45.1
Стат. ошиб.	5.2	5.6	3.7	9.2	10.8	23.0	10.1	16.9
Полная	**30.8**	**30.6**	**30.4**	**31.5**	**31.4**	**37.1**	**33.6**	**48.2**

Таблица 4.16: Ошибки определения ожидаемого числа событий фона (в процентах) в электронном и мюонном каналах после отбора нейронными сетями.

Обрезания	Акцептанс сигнальных событий Не тагир.	Тагир.
	Электронный канал	
Предварительные		
tb	$3.35 \pm 0.02 \pm 0.20$	$0.390 \pm 0.007 \pm 0.031$
tqb	$3.87 \pm 0.02 \pm 0.24$	$0.298 \pm 0.006 \pm 0.024$
Начальные		
tb	$2.04 \pm 0.02 \pm 0.14$	$0.320 \pm 0.006 \pm 0.025$
tqb	$1.81 \pm 0.02 \pm 0.14$	$0.202 \pm 0.005 \pm 0.016$
NN s-канал		
tb	$0.290 \pm 0.007 \pm 0.021$	$0.204 \pm 0.005 \pm 0.016$
NN t-канал		
tqb	$0.285 \pm 0.007 \pm 0.033$	$0.126 \pm 0.004 \pm 0.011$
	Мюонный канал	
Предварительные		
tb	$1.78 \pm 0.02 \pm 0.16$	$0.270 \pm 0.006 \pm 0.024$
tqb	$2.13 \pm 0.02 \pm 0.20$	$0.208 \pm 0.005 \pm 0.018$
Начальные		
tb	$1.27 \pm 0.02 \pm 0.12$	$0.143 \pm 0.004 \pm 0.013$
tqb	$1.44 \pm 0.02 \pm 0.14$	$0.113 \pm 0.004 \pm 0.010$
NN s-канал		
tb	$0.245 \pm 0.007 \pm 0.025$	$0.124 \pm 0.004 \pm 0.011$
NN t-канал		
tqb	$0.385 \pm 0.009 \pm 0.042$	$0.085 \pm 0.003 \pm 0.008$

Таблица 4.17: Акцептанс событий сигнала для каждого этапа отбора кандидатов в процентах от полного ожидаемого числа сигнальных событий. Приведены статистические и систематические ошибки (в соответствующем порядке).

	Ожидаемые числа событий и отобранные кандидаты из данных DØ			
	Электронный канал		Мюонный канал	
	Не тагир.	Тагир.	Не тагир.	Тагир.
Сигнал	Предварительные обрезания			
МК tb	2.32 ± 0.41	0.27 ± 0.05	1.18 ± 0.22	0.18 ± 0.03
МК tqb	5.21 ± 0.88	0.40 ± 0.07	2.74 ± 0.50	0.27 ± 0.05
Фон				
МК $t\bar{t}$	41 ± 12	7.05 ± 2.12	21 ± 6	4.50 ± 1.36
МК $Wb\bar{b}$	13 ± 4	0.92 ± 0.31	6 ± 2	0.51 ± 0.17
МК $Wc\bar{c}$	71 ± 24	1.04 ± 0.35	31 ± 11	0.49 ± 0.17
МК Wjj	$2,226 \pm 513$	4.51 ± 1.31	961 ± 235	1.53 ± 0.64
МК WW	51 ± 4	0.62 ± 0.08	24 ± 3	0.46 ± 0.08
МК WZ	7 ± 1	0.18 ± 0.03	3 ± 0	0.10 ± 0.02
QCD	—	—	79 ± 16	71.40 ± 17.35
DØ данные	$12,255 \pm 111$	$116^{+11.80}_{-10.75}$	$3,084 \pm 56$	$145^{+13.07}_{-12.03}$
Сигнал	Начальные обрезания			
МК tb	1.41 ± 0.25	0.22 ± 0.04	0.84 ± 0.16	0.10 ± 0.02
МК tqb	2.44 ± 0.43	0.27 ± 0.05	1.85 ± 0.34	0.15 ± 0.03
Фон				
МК $t\bar{t}$	6.19 ± 1.84	1.37 ± 0.41	7.99 ± 2.42	1.22 ± 0.37
МК $Wb\bar{b}$	3.84 ± 1.30	0.69 ± 0.23	2.43 ± 0.84	0.24 ± 0.08
МК $Wc\bar{c}$	17.34 ± 5.97	0.80 ± 0.27	11.31 ± 3.97	0.23 ± 0.08
МК Wjj	498.69 ± 119.59	2.88 ± 0.95	331.73 ± 84.49	0.54 ± 0.26
МК WW	17.29 ± 1.98	0.31 ± 0.05	13.47 ± 1.65	0.24 ± 0.05
МК WZ	2.65 ± 0.36	0.11 ± 0.02	1.83 ± 0.28	0.05 ± 0.01
QCD	112.16 ± 13.42	9.79 ± 1.32	18.56 ± 3.72	6.66 ± 2.40
Полн. фон	658.15 ± 129.34	15.96 ± 1.99	387.31 ± 91.12	9.17 ± 2.47
DØ данные	$558^{+24.64}_{-23.61}$	$14^{+4.83}_{-3.70}$	$398^{+20.97}_{-19.94}$	$8^{+3.95}_{-2.77}$

Таблица 4.18: Ожидаемое число сигнальных и фоновых событий на каждом этапе отбора и количество кандидатов из данных, полученных на детекторе DØ в течении Run I.

	Ожидаемые числа событий и отобранные кандидаты из данных DØ			
	Электронный канал		Мюонный канал	
	Не тагир.	Тагир.	Не тагир.	Тагир.
Сигнал	NN отбор, s-канальный поиск			
МК tb	0.201 ± 0.037	0.141 ± 0.026	0.162 ± 0.032	0.082 ± 0.016
Фон				
МК tqb	0.145 ± 0.027	0.098 ± 0.018	0.136 ± 0.025	0.068 ± 0.013
МК $t\bar{t}$	0.285 ± 0.094	0.195 ± 0.061	0.248 ± 0.080	0.157 ± 0.050
МК $Wb\bar{b}$	0.149 ± 0.051	0.298 ± 0.101	0.163 ± 0.060	0.139 ± 0.048
МК $Wc\bar{c}$	0.770 ± 0.272	0.316 ± 0.111	0.736 ± 0.266	0.139 ± 0.053
МК Wjj	13.763 ± 3.451	0.890 ± 0.418	14.562 ± 4.277	0.317 ± 0.202
МК WW	0.240 ± 0.106	0.082 ± 0.028	0.185 ± 0.074	0.100 ± 0.035
МК WZ	0.064 ± 0.017	0.036 ± 0.007	0.058 ± 0.017	0.021 ± 0.005
QCD	1.060 ± 0.234	0.365 ± 0.114	0.003 ± 0.002	0.264 ± 0.092
Полн. фон	16.476 ± 3.825	2.280 ± 0.605	16.091 ± 4.656	1.206 ± 0.304
DØ данные	$15^{+4.959}_{-3.829}$	$2^{+2.638}_{-1.292}$	$9^{+4.110}_{-2.944}$	$1^{+2.300}_{-0.827}$
Сигнал	NN отбор, t-канальный поиск			
МК tqb	0.385 ± 0.075	0.170 ± 0.031	0.496 ± 0.096	0.110 ± 0.020
Фон				
МК tb	0.098 ± 0.022	0.118 ± 0.022	0.097 ± 0.020	0.074 ± 0.014
МК $t\bar{t}$	0.759 ± 0.234	0.449 ± 0.137	1.579 ± 0.479	0.193 ± 0.061
МК $Wb\bar{b}$	0.073 ± 0.028	0.204 ± 0.071	0.081 ± 0.030	0.112 ± 0.042
МК $Wc\bar{c}$	0.364 ± 0.132	0.233 ± 0.086	0.422 ± 0.160	0.139 ± 0.055
МК Wjj	10.161 ± 3.264	0.833 ± 0.389	13.181 ± 4.596	0.109 ± 0.170
МК WW	0.430 ± 0.109	0.045 ± 0.015	1.078 ± 0.308	0.112 ± 0.027
МК WZ	0.077 ± 0.030	0.034 ± 0.009	0.204 ± 0.045	0.025 ± 0.006
QCD	0.765 ± 0.200	0.290 ± 0.079	0.031 ± 0.030	0.384 ± 0.131
Полн. фон	12.726 ± 3.576	2.205 ± 0.556	16.673 ± 5.125	1.148 ± 0.294
DØ данные	$10^{+4.267}_{-3.109}$	$2^{+2.638}_{-1.292}$	$14^{+4.830}_{-3.797}$	$1^{+2.300}_{-0.827}$

Таблица 4.19: Ожидаемое число сигнальных и фоновых событий после отбора нейронными сетями, настроенными на s и t канальные события рождения одиночного топ кварка. Кандидаты из данных, полученных на детекторе DØ в течении Run I.

Различие между предсказанным числом событий и данными				
	Электронный канал		Мюонный канал	
Обрезания	Не тагир.	Тагир.	Не тагир.	Тагир.
Предварительные	$+17.6\sigma$	$+9.0\sigma$	$+7.6\sigma$	$+3.1\sigma$
Начальные	-0.79σ	-0.58σ	$+0.09\sigma$	-0.38σ
NN s-канал	-0.31σ	-0.27σ	-1.30σ	-0.27σ
NN t-канал	-0.64σ	-0.25σ	-0.49σ	-0.25σ

Таблица 4.20: В единицах стандартных отклонений σ показано различие между предсказанным числом событий и полученными данными после каждого этапа отбора кандидатов.

Ограничения на сечение сигнальных процессов на 95% уровне достоверности						
	Начальный отбор			После нейронных сетей		
Канал	Электрон	Мюон	$e+\mu$	Электрон	Мюон	$e+\mu$
s-канал tb						
не тагированный	117.8	164.9	107.3	44.5	45.3	35.2
тагированный	27.2	64.3	23.2	26.1	38.2	18.4
не тагир.+тагир.	27.0	64.1	24.6	21.6	25.5	17
t-канал tqb						
не тагированный	131.0	156.1	141.4	40.8	42.6	33.5
тагированный	43.4	82.1	35.1	43.0	56.6	29.3
не тагир.+тагир.	41.6	76.6	40.1	27.5	30.6	22

Таблица 4.21: Верхние ограничения на сечения процессов рождения одиночного топ кварка на DØ детекторе коллайдера Tevatron, установленны на данных полученных в Run I. Приведены парциальные и полные ограничения на 95% уровне достоверности с учетом всех источников систематической и статистической ошибки и их корреляций.

Улучшить ограничения позволило два фактора:

- использование мощного метода классификации событий – метода нейронных сетей;
- благодаря использованию нейронных сетей, удалось добавить в анализ не тагированные события, что существенно повысило статистику и, как следствие, улучшило конечный результат.

Результаты и детали анализа опубликованы в ряде работ [19]-[24]. Данные результаты близки к предварительным оценкам эксперимента CDF, полученными при использовании вершинного микрострипового детектора для идентификации b-кварка. На следующем запуске модернизированного коллайдера Tevatron можно ожидать существенно больше событий с рождением одиночного топ кварка и более точную процедуру идентификации b-струй. Это позволит провести детальные экспериментальные исследования сектора топ кварка в Стандартной модели и проверить ряд предположений за ее рамками.

Глава 5

Рождение бозона Хиггса на коллайдере LEP II под резонансным порогом.

После открытия предсказанного Стандартной моделью последнего 6-ого топ-кварка оставшийся наиболее важный вопрос, связанный с предсказаниями Стандартной Модели, это поиск Хиггсовского бозона. Автор диссертации участвовал в феноменологическом анализе рождения Хиггсовского бозона на коллайдере Tevatron [86]. Но на этом коллайдере данная задача будет интересна только после модернизации ускорителя во FNAL. Как сегодня известно, в эксперименте на LEP II не был зарегистрирован устойчивый сигнал от Хиггсовского бозона, но были найдены предварительные указания на его существование с массой $m_H \approx 115$ ГэВ. В данной главе приводится продолжение феноменологического анализа поиска Хиггсовского бозона [25] в применении к коллайдеру LEP II. Анализ был проведен в 1996 году перед запуском LEP II. В описанном ниже анализе проведено исследование поведения процессов с рождением Хиггсовского бозона в околопороговой области ассоциативного рождения HZ бозонов при различных значениях $\sqrt{s}$. Были обнаружены интересные эффекты, связанные с поведением двух сигнальных процессов в подпороговой области и продемонстрирована важность учета рождения Хиггса через механизм слияния WW.

5.1 Исследуемые процессы

Одной из наиболее интересных задач для коллайдера LEPII представляется задача поиска Хиггсовского бозона, предсказанного Стандартной

моделью. В частности, исследуется возможность регистрации Хиггса в четырех-фермионном конечном состоянии. В работах [87, 88, 89] были вычислены полные наборы древесных диаграмм для хиггсовского сигнала и неприводимого фона в полулептонных четырех-фермионных процессах:

$$e^+e^- \to \mu^+\mu^- b\bar{b} \tag{5.1}$$

$$e^+e^- \to \nu\bar{\nu} b\bar{b} \tag{5.2}$$

$$e^+e^- \to e^+e^- b\bar{b} \tag{5.3}$$

В процессах (5.2) и (5.3) существует два типа сигнальных диаграмм с рождением Хиггс бозона (диаграммы на рисунке 5.1): излучение Хиггса из линии Z-бозона и рождение Хиггса от слияния WW. Оба механизма, механизм излучения $e^+e^- \to HZ$ [90] и механизм слияния $e^+e^- \to \nu_e\bar{\nu}_e H$ [91], долгое время рассматривались независимо, как неинтерферирующие амплитуды. Интересно однако, рассмотреть оба механизма как интерферирующие части одной амплитуды (с помощью когерентного суммирования соответствующих фейнмановских диаграмм). Взаимодействие двух механизмов особенно интересно в области вблизи энергетического порога $\sqrt{s} = m_H + m_Z$ для процесса $\nu_e\bar{\nu}_e b\bar{b}$, где вклад от обоих механизмов одного порядка и их интерференция положительна и не мала. В частности, было показано [88], что для процесса 5.2 при энергии $\sqrt{s} < m_H + m_Z$ (под порогом $m_H + m_Z$) механизм слияния в канале $e^+e^- \to \nu_e\bar{\nu}_e b\bar{b}$ более важен, чем механизм излучения, и он может дать наблюдаемые события при светимости LEPII. Число событий уменьшается при уменьшении энергии от порога $\sqrt{s} = m_H + m_Z$ (или, эквивалентно, при увеличении массы Хиггса от точки $m_H = \sqrt{s} - m_Z$). Тем не менее, в массовом интервале примерно 10 ГэВ под порогом можно наблюдать от четырех до десяти событий рождения Хиггс бозона в год. Другими словами, LEPII дает возможность наблюдать Хиггс бозон с массой $m_H = \sqrt{s} - m_Z + \Delta m$, где $\Delta m \approx 10$ ГэВ. Хиггсовский пик может быть наблюдаем в распределении по инвариантной массе двух b-струй, и в связи с этим для выделения сигнала существенна прямая экспериментальная реконструкция b-струй [92].

Важность механизма слияния и интерференционного члена в пороговой области была отмечена в работе [92] и более детально исследована в работе [88] с помощью Монте-Карло моделирования в древесном приближении (23 диаграммы для $\nu_e\bar{\nu}_e b\bar{b}$ процесса, 11 диаграмм для $\nu_\mu\bar{\nu}_\mu b\bar{b}$ и $\nu_\tau\bar{\nu}_\tau b\bar{b}$). Полуаналитические результаты для полного сечения двух сигнальных диаграмм и интерференции между ними приведены в работе [93], где было использовано $2 \to 3$ приближение для $e^+e^- \to \nu_e\bar{\nu}_e H$. Пол-

ные древесные $2 \to 4$ результаты для процесса 5.1 (25 диаграмм) были получены в работе [94]. Для процесса 5.3 также имеет место механизм рождения Хиггса через ZZ слияние, но в этом случае сечение неприводимого фона примерно в 100 раз выше сечения хиггсовского сигнала и необходима сложная процедура отбора.

Основной задачей представляемой работы было исследование соотношения сигнала к фону для процесса 5.2 под порогом $m_H + m_Z$ на основе вычисления полного набора диаграмм древесного уровня. Число сигнальных событий при светимости LEPII мало, поэтому важно иметь детальное понимание фоновых процессов и реалистичное представление о влиянии свойств детектора на конечный результат. Исходя из этого, мы смоделировали адронизацию b-кварков и ввели в вычисления модель типичного детектора.

5.2 Сечения процессов

В настоящее время существует несколько подходов в алгоритмах вычисления четырех-фермионных состояний в полном древесном приближении. Основная стратегия описана в работе [95]. Мы использовали пакет программ CompHEP [33] для вычисления полного набора диаграмм на древесном уровне для сигнальных процессов и неприводимых фоновых процессов. Были учтены все возможные сквадрированные диаграммы и интерференции между ними, включая интерференцию между сигналом и фоном. Амплитуды вычислялись с ненулевыми массами фермионов и для генерации использовался четырех-частичный фазовый объем. Две сигнальные диаграммы и 21 фоновая для процесса $e^+e^- \to \nu_e\bar{\nu}_e b\bar{b}$ показаны на рисунке 5.1. В случае мюонного и тау-нейтрино в конечном состоянии полный набор диаграмм содержит один сигнальный и 10 фоновых графов. Все каналы $(\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau)$ были учтены в наших вычислениях. Полные сечения этих процессов при энергиях $\sqrt{s} = 175$ ГэВ и $\sqrt{s} = 205$ ГэВ показаны в таблице 5.1 при различных массах Хиггса, соответствующих $\Delta m = 0, 5, 10$ ГэВ под порогом ассоциативного рождения Хиггс и Z бозонов.

Было использовано два метода включения конечной ширины в пропагаторы H,Z и W. Метод "фиксированной ширины" включает замену

$$\frac{1}{k^2 - m^2 + i\epsilon} \to \frac{1}{k^2 - m^2 + im,}$$

в резонансных графах. Этот метод нарушает калибровочную инвариантность амплитуды и в тоже время не затрагивает не резонансных графов.

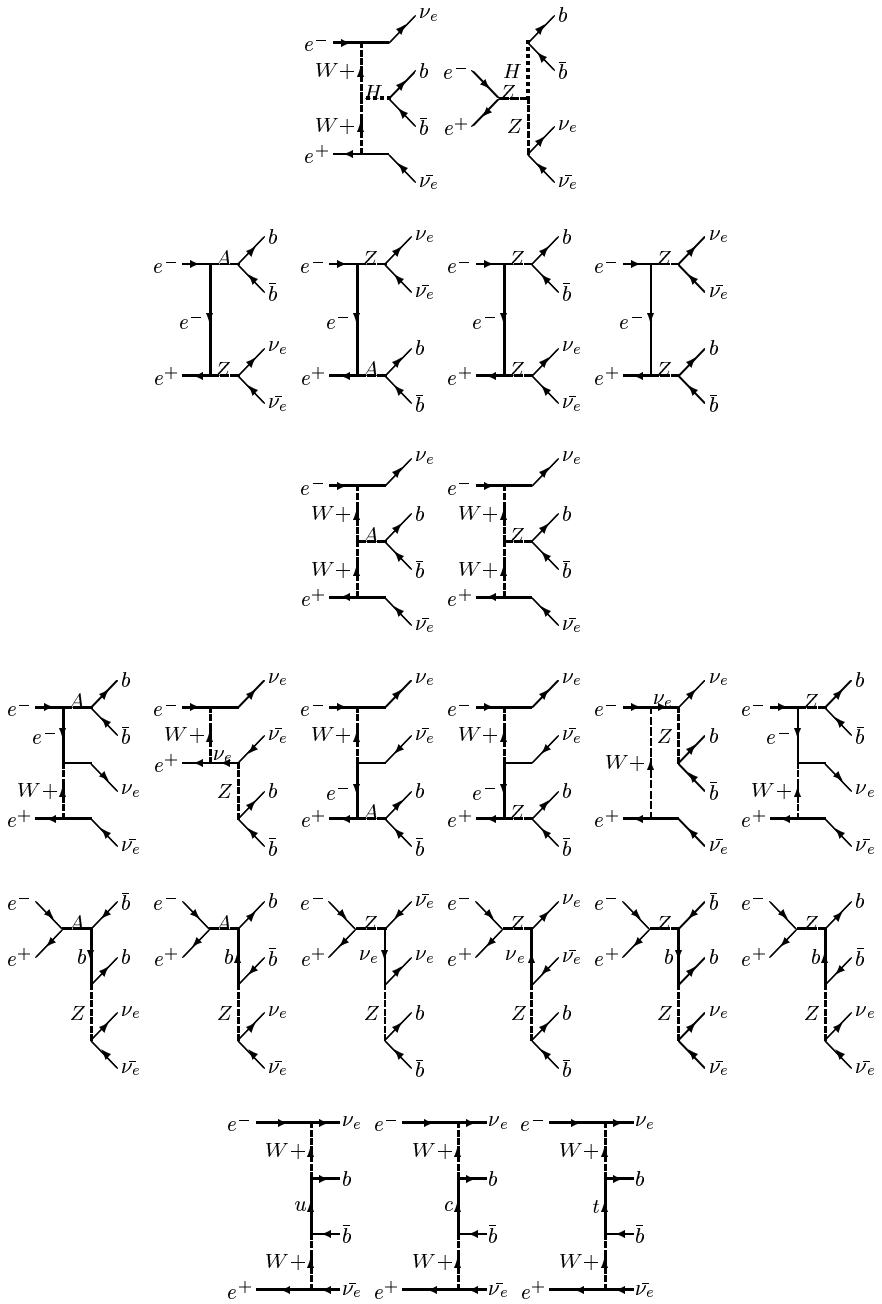

Рис. 5.1: Полный набор фейнмановских диаграмм для процесса $e^+e^- \to \nu_e\bar{\nu}_e b\bar{b}$

В “общем” предписании амплитуда умножается на фактор

$$\frac{k^2 - m^2 + i\epsilon}{k^2 - m^2 + im,},$$

что сохраняет калибровочную инвариантность, но недооценивает вклад нерезонансных графов. Необходимо отметить еще один недостаток последнего рецепта, к примеру, при энергии $\sqrt{s} = 175$ ГэВ и массе Хиггс бозона $m_H = 90$ ГэВ (см. таблицу 5.1) различие в результатах, наблюдаемых двумя методами, составляет 25%. В этом случае большой вклад от Z резонанса подавляется “общим” фактором от хиггсовского пропагатора и наоборот. Случай, когда H и Z пики близки друг к другу, дает еще один пример, когда общий метод не может быть применен к вычислениям. Общая дискуссия о том, как применять бозонный пропагатор при вычислении древесных диаграмм в физике высоких энергий, может быть найдена в работе [96]; однако содержательный результат может быть получен благодаря использованию различных методов, а сама проблема в настоящий момент далека от полного понимания.

Основной фон к механизму излучения $e^+e^- \to Z^*H^*$ идет от процессов $e^+e^- \to Z^*Z^*$, $e^+e^- \to Z^*\gamma^*$ (вторая строка диаграмм на рисунке 5.1). В отличие от этой ситуации механизм слияния $e^+e^- \to \nu_e\bar{\nu}_e H$ под порогом $2m_Z$ практически свободен от фона $e^+e^- \to \nu_e\bar{\nu}_e Z^*$. Это наблюдение было особенно важно для LEPII при энергии $\sqrt{s} = 175$ ГэВ, которая планировалась для первого запуска коллайдера. При $\sqrt{s}$ =175 ГэВ и m_H=90 ГэВ (5 ГэВ ниже порога $m_H + m_Z$) в приближении фиксированной ширины мы имеем для сигнала

$$\sigma_{tot}(e^+e^- \to \nu_e\bar{\nu}_e H) * Br(H \to b\bar{b}) = 7.9\ fb,$$

в то время, как оценка резонансного фона дает

$$\sigma_{tot}(e^+e^- \to \nu_e\bar{\nu}_e Z) * Br(Z \to b\bar{b}) = 0.79\ fb.$$

В отличие от этих чисел при $\sqrt{s} = 205$ ГэВ сечение равно 41.4 fb для хиггсовского сигнала и 30.4 fb для Z фона. Мы провели более детальные вычисления для $2 \to 3$ фонового процесса $e^+e^- \to \nu_e\bar{\nu}_e Z$ (9 фейнмановских диаграмм). На рисунке 5.2 показаны вклады от двух резонансных графов, оставшихся семи графов и отрицательная интерференция между ними. Если мы понизим энергию на несколько ГэВ от порога $2m_Z$, вклад от резонансных графов уменьшится приблизительно в 10 раз; при этом процесс рождения Хиггса через слияние практически свободен от фона. Сечения для хиггсовского сигнала и фона показаны на рисунке 5.3.

$\sqrt{s}$ =175 GeV									
m_H,GeV	85			90			95		
σ_{tot} [fb] fixed ,	34.8			20.0			16.0		
σ_{tot} [fb] overall ,	33.7			14.1			15.3		
channel	ν_e	ν_μ	ν_τ	ν_e	ν_μ	ν_τ	ν_e	ν_μ	ν_τ
σ_{tot} [fb] fixed ,	17.9	8.4	8.4	11.2	4.4	4.4	8.7	3.6	3.6
σ_{tot} [fb] overall ,	17.3	8.2	8.2	6.9	3.6	3.6	8.2	3.6	3.6
$\sqrt{s}$ =205 GeV									
m_H,GeV	115			120			125		
σ_{tot} [fb] fixed ,	98.6			92.0			89.9		
σ_{tot} [fb] overall ,	98.2			91.6			89.6		
channel	ν_e	ν_μ	ν_τ	ν_e	ν_μ	ν_τ	ν_e	ν_μ	ν_τ
σ_{tot} [fb] fixed ,	39.1	29.8	29.8	35.7	28.2	28.2	34.2	27.9	27.9
σ_{tot} [fb] overall ,	38.8	29.7	29.7	35.4	28.1	28.1	33.9	27.8	27.8

Таблица 5.1: Полные сечения процессов $e^+e^- \to \nu\bar{\nu}b\bar{b}$ ($\nu = \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$), вычисленные с использованием двух методов включения пропагатора в амплитуды. Параметры, используемые при вычислениях: $m_b = 4.3$ ГэВ, $m_Z = 91.19$ ГэВ, , $_Z = 2.50$ ГэВ, $sin^2\vartheta_w = 0.225$, $\alpha = 1/128$.

Точные сечения, вычисленные через $2 \to 4$ матричный элемент с интегрированием по четырех-частичному фазовому пространству для двух сигнальных механизмов и интерференции между ними, а также основные (резонансные) фоновые графы, представлены в таблице 5.2 для двух значений энергии. При энергии $\sqrt{s} = 205$ ГэВ, планировавшейся для модификации LEPII (15 ГэВ выше порога $2m_Z$), вклад от основных фоновых графов для механизма слияния увеличивается примерно в 10 раз.

$\sqrt{s}$ =175 ГэВ			
m_H, ГэВ	85	90	95
Механизм слияния	4.2	3.4	2.7
Механизм излучения	5.5	1.5	0.7
Интерференция	5.0	2.9	1.9
Полное сечение сигнала	14.5	7.8	5.3
Сечение неприводимого фона	3.15		
$\sqrt{s}$ =205 ГэВ			
m_H, ГэВ	115	120	125
Механизм слияния	3.2	2.6	2.0
Механизм излучения	2.2	0.6	0.3
Интерференция	2.8	1.6	1.1
Полное сечение сигнала	8.1	4.8	3.4
Сечение неприводимого фона	30.6		

Таблица 5.2: Сечение сигнальных и фоновых процессов (в fb) для $2 \to 4$ вычислений $e^+e^- \to \nu_e\bar{\nu}_e b\bar{b}$. Резонансный фон в $2 \to 4$ вычислениях может быть получен в приближении узкой ширины с применением кинематического обрезания ± 5 ГэВ от $M(b\bar{b}) = m_Z$.

5.3 Адронизация и отклик детектора

Представляется интересным рассмотреть более подробно возможность регистрации Хиггс бозона на LEPII с учетом фрагментации b-кварков и реалистичных параметров детектора.

С этой целью мы использовали возможность включения внешнего процесса в пакет Pythia5.7/Jetset7.4 [34]. Для каждого события, сгенеренного пакетом CompHEP на партонном уровне, шесть четырех-импульсов начальных и конечных частиц и полное сечение передается в Pythia/Jetset в качестве входных параметров. Далее Jetset моделирует фрагментацию b-кварков и, используя модель типичного детектора, проводит выделение струй на основе конусного алгоритма. Была использована независимая модель фрагментации. Моделирование детектора осуществлялось с помощью стандартной JETSET процедуры LUCELL.

Все пространство детектора, доступное для регистрации частиц, было поделено на ячейки адронного калориметра. Мы использовали 64×80 ячеек ($\varphi_0 \times \eta$, где $\eta = -ln(tg(\vartheta/2))$) и $-4 \leq \eta \leq 4$. Мы ввели калориметрическое разрешение и размытие по энергии в каждой ячейке калориметра. Последнее, как обычно, определялось гауссовским рас-

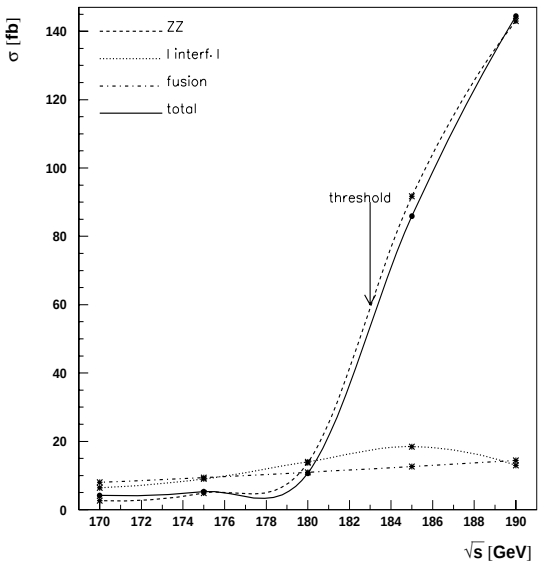

Рис. 5.2: Полное сечение фонового процесса $e^+e^- \to \nu_e\bar{\nu}_e Z$. Показан также вклад резонансных (ZZ), не резонансных (fusion) диаграмм и абсолютное значение их отрицательной интерференции. Обозначена точка порога рождения ZZ.

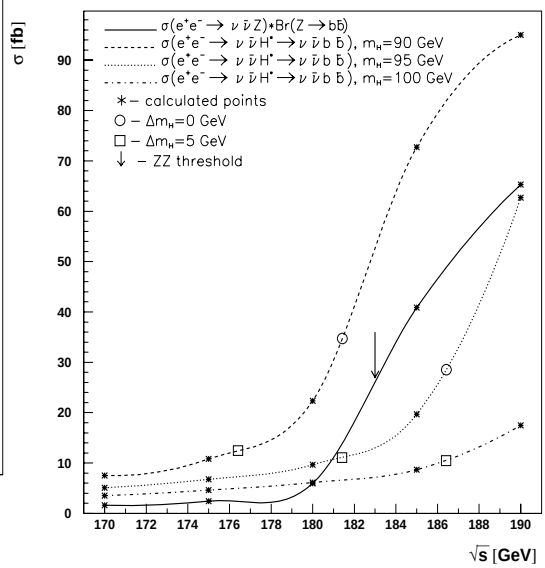

Рис. 5.3: Представлены полные сечения фоновых и сигнальных процессов для $e^+e^- \to \nu_e\bar{\nu}_e b\bar{b}$. Обозначен интервал $\Delta m = m_H + m_Z - \sqrt{s}$ от порога рождения HZ в случаях $m_H = 90$, 95, 100 ГэВ.

пределением со стандартным отклонением $0.5{*}\sqrt{E_{T\,cell}}$ и с обрезанием $0 \leq E_{T\,smeared} \leq 2 * E_{T\,true}$. Гранулярность детектора определялась как 0.1×0.1. Регистрируемую энергию в ячейке детектора можно представить в виде

$$(p_x, p_y, p_z, E, m)_{cell} = E_{T\,cell} * (cos\varphi, sin\varphi, sinh\eta, cosh\eta, p^2/E_{T\,cell})$$

На следующем шаге проводилась процедура выделения струй от b-кварков. Все сработавшие ячейки детектора с зарегистрированной энергией более $E_{T\,cell\,min} > 5$ ГэВ рассматривались как инициаторы струй. Энергия в ячейках, близких к ячейке-инициализатору, суммировалась в конусе (φ, η) с угловым радиусом $\Delta R = \sqrt{\Delta\varphi^2 + \Delta\eta^2}$ =0.5 и рассматривалась как энергия адронного кластера. Если энергия кластера была выше $E_{T\,min} = 15$ ГэВ, кластер идентифицировался как струя.

На рисунках 5.4 - 5.9 представлены распределения по инвариантной массе $b\bar{b}$ на партонном уровне (верхний рисунок) и распределение

по инвариантной массе двух струй после фрагментации и моделирования детектора (нижний рисунок). На рисунках 5.4 - 5.6 видно, что при энергии $\sqrt{s} = 175$ ГэВ пик от Хиггс бозона практически не имеет фона ($m_H + m_Z > 175$ ГэВ). Даже в случае перекрытия пика от H и Z при $m_H = m_Z$ (наиболее сложная ситуация для выделения сигнала в механизме излучения [97]) фон практически отсутствует. При энергии выше порога $2m_Z$, $\sqrt{s} = 205$ ГэВ (Рисунки 5.7 - 5.9), виден резонансный фон и пик от Хиггс бозона.

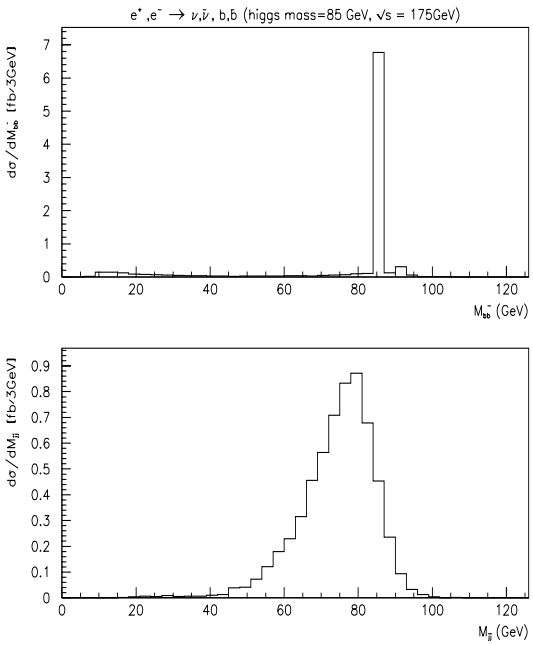

Рис. 5.4: Инвариантная масса пары $b\bar{b}$ для полного процесса $e^+e^- \to \nu_e\bar{\nu}_e b\bar{b}$: партонный уровень (верхний рисунок) и после моделирования фрагментации и отклика детектора (нижний рисунок). $M_H = 85$ ГэВ, $\sqrt{s} = 175$ ГэВ.

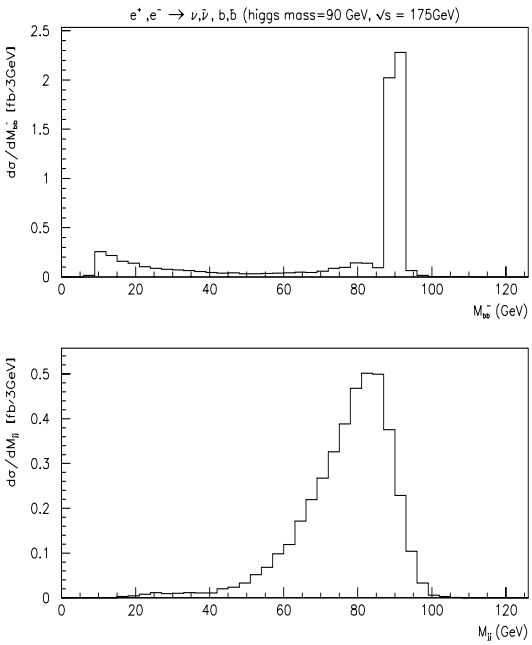

Рис. 5.5: Инвариантная масса пары $b\bar{b}$ для полного процесса $e^+e^- \to \nu_e\bar{\nu}_e b\bar{b}$: партонный уровень (верхний рисунок) и после моделирования фрагментации и отклика детектора (нижний рисунок). $M_H = 90$ ГэВ, $\sqrt{s} = 175$ ГэВ.

5.4 Основные результаты

Приведенный анализ показывает, что сечение рождения бозона Хиггса под порогом $m_H + m_Z$ в канале $e^+e^- \to \nu\bar{\nu}b\bar{b}$ имеет важный вклад

от механизма слияния, усиленный положительной интерференцией диаграмм слияния и излучения. К сожалению, полное сечение невелико и пик от Хиггс бозона сильно размыт фрагментацией b-струй и разрешением детектора. Энергия коллайдера $\sqrt{s} = 175$ ГэВ особенно интересна для наблюдения бозона Хиггса под порогом. Детальное изучение фонов показало, что при этой энергии (ниже порога $2m_Z$) механизм рождения Хиггса через слияние практически не имеет фона. Результаты опубликованы в работе [25].

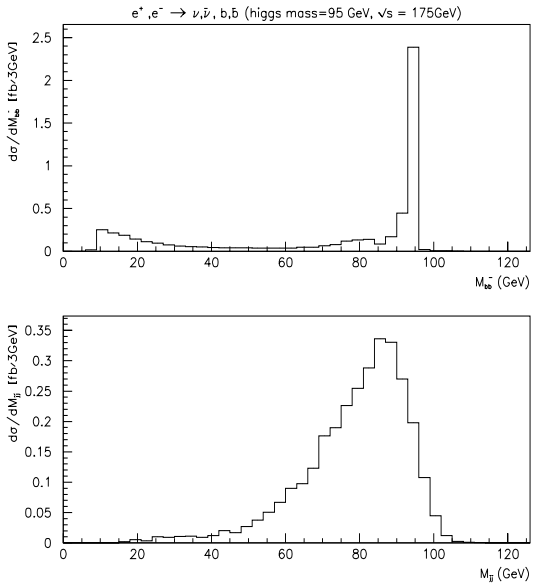

Рис. 5.6: Инвариантная масса пары $b\bar{b}$ для полного процесса $e^+e^- \to \nu_e\bar{\nu}_e b\bar{b}$: партонный уровень (верхний рисунок) и после моделирования фрагментации и отклика детектора (нижний рисунок). $M_H = 95$ ГэВ, $\sqrt{s} = 175$ ГэВ.

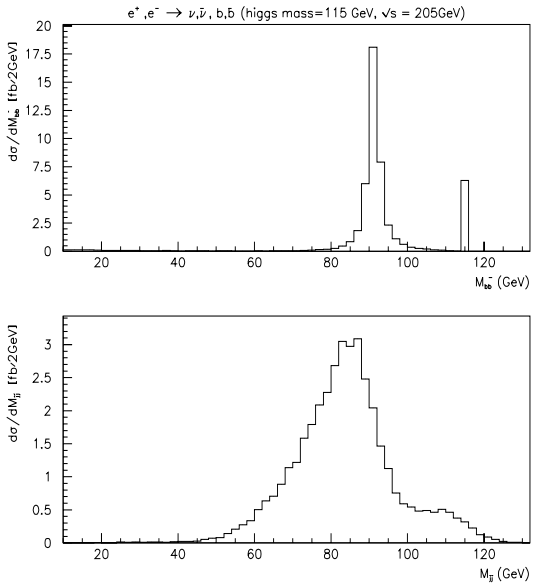

Рис. 5.7: Инвариантная масса пары $b\bar{b}$ для полного процесса $e^+e^- \to \nu_e\bar{\nu}_e b\bar{b}$: партонный уровень (верхний рисунок) и после моделирования фрагментации и отклика детектора (нижний рисунок). $M_H = 115$ ГэВ, $\sqrt{s} = 205$ ГэВ.

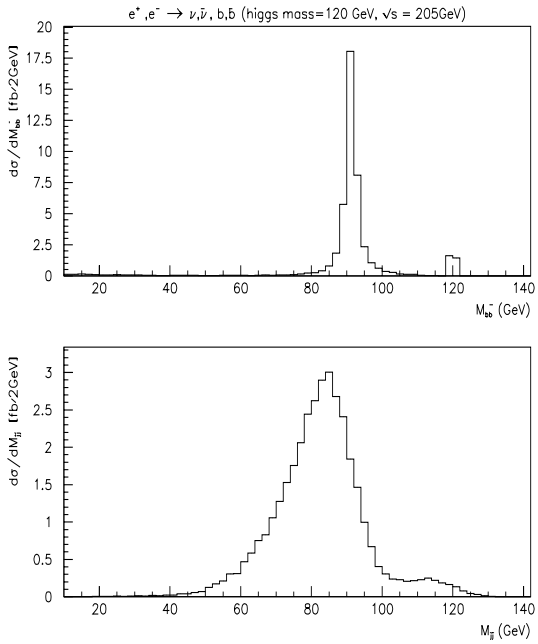

Рис. 5.8: Инвариантная масса пары $b\bar{b}$ для полного процесса $e^+e^- \to \nu_e\bar{\nu}_e b\bar{b}$: партонный уровень (верхний рисунок) и после моделирования фрагментации и отклика детектора (нижний рисунок). $M_H = 120$ ГэВ, $\sqrt{s} = 205$ ГэВ.

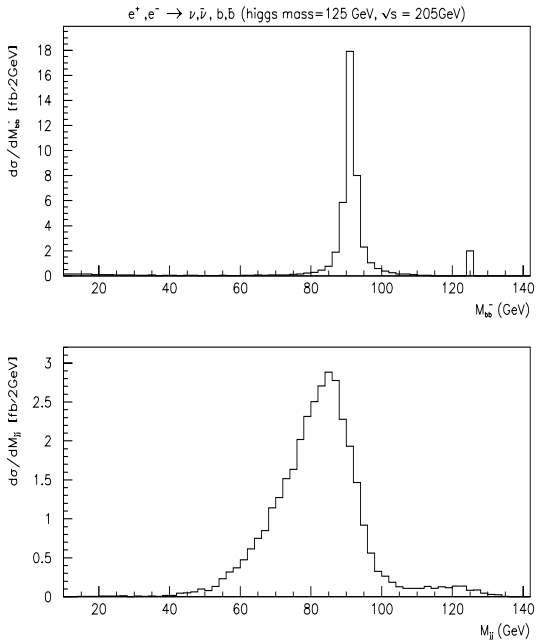

Рис. 5.9: Инвариантная масса пары $b\bar{b}$ для полного процесса $e^+e^- \to \nu_e\bar{\nu}_e b\bar{b}$: партонный уровень (верхний рисунок) и после моделирования фрагментации и отклика детектора (нижний рисунок). $M_H = 125$ ГэВ, $\sqrt{s} = 205$ ГэВ.

Заключение

Сформулируем основные результаты, полученные в диссертации и представляемые к защите:

1. На основе пакета програм CompHEP разработаны и созданы Монте-Карло (МК) генераторы процессов электрослабого рождения одиночного топ-кварка и фоновых процессов для коллайдеров Tevatron и LHC. Генераторы объединены под одним названием – SingleTop. Впервые на уровне генерации событий для одиночного рождения топ-кварка учтены ведущие поправки (NLO) в разложении по теории возмущений. Проведен феноменологический анализ процессов электрослабого рождения топ-кварков.

2. Разработан новый метод оптимального разделения сигнальных и фоновых событий на основе анализа кинематических сингулярностей диаграмм Фейнмана, дающих вклад в сигнальные и фоновые процессы. На основе предложенного метода найдены оптимальные кинематические переменные и ограничения для выделения процессов рождения одиночного топ-кварка.

3. Результаты феноменологического анализа и МК генераторы были применены к экспериментальному поиску процессов рождения одиночного топ-кварка в эксперименте DØ коллайдера Tevatron (FNAL) при энергии протон-антипротонных взаимодействиях $\sqrt{s} =$ 1800 ГэВ (Run I) с применением классических методов анализа. Были найдены прямые экспериментальные ограничения на сечения процессов рождения одиночного топ кварка.
$\sigma(p\bar{p} \to tb + X) < 39$ pb (сечение в СМ $\sigma_{SM}^{tb} = 0.73 \pm 0.04$ pb)
$\sigma(p\bar{p} \to tqb + X) < 58$ pb (сечение в СМ $\sigma_{SM}^{tqb} = 1.70 \pm 0.19$ pb)

4. Анализ данных проведен также методом нейронных сетей на базе разработанных генераторов событий и с использованием найденных оптимальных кинематических переменных. В результате ряда численных экспериментов по тренировке сетей на МК-событиях

для сигнальных и фоновых процессов были построены оптимальные по архитектуре нейронные сети. В результате применение нейронных сетей позволило улучшить ограничения на сечения рождения одиночного топ-кварка более чем в два раза по сравнению с классическим анализом, основанном на обрезаниях кинематических переменных:
$\sigma(p\bar{p} \to tb + X) < 17$ pb (методом нейронных сетей)
$\sigma(p\bar{p} \to tqb + X) < 22$ pb (методом нейронных сетей)

5. Проведено исследование возможности поиска отклонений от предсказаний Стандартной Модели в структуре Wtb вершины. С этой целью в МК генератор были добавлены аномальные магнитные моменты в Wtb вершину, исследованы кинематические особенности процессов с аномальным вкладом и фоновых процессов. Были найдены возможные контуры ограничения на аномальные вклады в Wtb вершину, которые могут быть получены на коллайдерах Tevatron (Run II) и LHC.

6. Исследовано поведение процессов с рождением бозона Хиггса на коллайдере LEP II в подпороговой и околопороговой области относительно точки $\sqrt(s) = M_H + M_Z$. Продемонстрирована важность учета диаграммы слияния вместе с диаграммой излучения при поиске бозона Хиггса в околопороговой области. Обнаружен интересный эффект отсутствия фона к рождению бозона Хиггса при некоторых значениях $\sqrt(s)$ и M_H.

Благодарности

Я искренне благодарен моим научным руководителям Эдуарду Эрнстовичу Боосу и Павлу Федоровичу Ермолову за выбор интересных задач, постоянную помощь и поддержку в работе.

Глубокую благодарность я хотел бы выразить всем, кто помогал мне в Институте Ядерной Физики МГУ, особенно хотелось бы поблагодарить за постоянную помощь Наталью Андреевну Сотникову, Ларису Александровну Тихонову, Александра Беляева и многих других сотрудников института.

Я благодарен DØ коллаборации за гостеприимство во время пребывания в Национальной Лаборатории имени Ферми и за предоставленную возможность участвовать в работе коллаборации. Отдельно хочу поблагодарить Ann Heinson за активное сотрудничество в совместном анализе.

Я благодарен за финансовую поддержку моей работы ОЭФВЭ НИИЯФ МГУ, НИИЯФ МГУ за предоставленные стипендии, INTAS, Фонд Сороса и РФФИ.

Литература

[1] F. Abe *et al.*, (CDF Collaboration), Phys. Rev. Lett. **74**, 2626 (1995). S. Abachi *et al.*, (DØ Collaboration), Phys. Rev. Lett. **74**, 2632 (1995).

[2] L. Demortier *et al.*, The Top Averaging Group, for the CDF and DØ Collaborations, Fermilab-TM-2084 (1999).

[3] Glashow S.L., 1961, Nucl. Phys. 22, 579

[4] Weinberg S., 1967, Phys. Rev. Lett., 19, 1264

[5] Salam A., 1968, in Elementary Particle Theory: Relativistic Group and Analyticity (Nobel Symposium #8), edited by N.Svartholm, p. 367

[6] Higgs P. W., 1964, Phys. Rev. Lett. 12, 132

[7] Bardeen W.A, H.Fritzsch and M. Gellmann, 1973, in *Scale and Conformal Symmetry in Hadron Physics*, edited by R.Gatto (Wiley, New York), p.139

[8] Gross D.J. and F. Wilczek, Phys. Rev.D 8, 3633;
Weinberg S., Phys.Rev.Lett 31, 494

[9] Gross D. J. and F. Wilczek, Phys. Rev. Lett. 30, 1343

[10] Politzer H. D., 1973, Phys. Rev. Lett. 30, 1346

[11] A.S. Belyaev, E.E. Boos, L.V. Dudko "Single top quark at future hadron colliders: Complete signal and background study", Phys.Rev.**D59** (1999) 075001.

[12] E. Boos, L. Dudko and V. Savrin, CMS Note 2000/065

[13] E.E. Boos, L.V. Dudko and V.I. Savrin "Single top quark physics at LHC" In Proceedings of XVth International Workshop High Energy Physics and Quantum Field Theory,
Russia, Tver, September, 2000

[14] A. Belyaev, E. Boos, L. Dudko, "Single top quark and light Higgs boson at Tevatron" Talk given at 32nd Rencontres de Moriond: Electroweak Interactions and Unified Theories, Les Arcs, France, 15-22 Mar 1997, hep-ph/9804328.

[15] A. Belyaev, E. Boos, L. Dudko, A. Pukhov "W + 2 Jets Production at Tevatron: Vecbos and CompHEP Comparison", D0-NOTE-2784, Nov 1995.; hep-ph/9511306.

[16] E. Boos, L. Dudko and T. Ohl, "Complete calculations of W b anti-b and W b anti-b + jet production at Tevatron and LHC: Probing anomalous W t b couplings in single top production," Eur. Phys. J. **C11**, 473 (1999) [hep-ph/9903215].

[17] B. Abbott *et al.* [D0 Collaboration], "Search for Electroweak Production of Single Top Quarks" Phys.Rev.D **63**(2001)031101(R)

[18] A.S. Belyaev, P.C. Bhat, E.E. Boos, L.V. Dudko, K. Gounder, A.P. Heinson, M.S. Mason, J.E. McDonald, H.B. Prosper, N.A. Sotnikova, and S.J. Wimpenny, "Electroweak Production of Single Top Quarks at DØ", DØ Note 3772.

[19] B. Abbott *et al.* [D0 Collaboration], "Search for Single Top Quark Production at DØ Using Neural Networks", отправлено в Phys. Lett B

[20] "Search for Single Top Quark Production at DØ Using Neural Networks" E. Boos, L. Dudko, A. Heinson, N. Sotnikova DØ Note

[21] L. Dudko, for the DØ Collaboration, "Use of Neural Networks in a Search for Single Top Quark Production at DØ", to appear in the Proceedings of the VIIth International Workshop on Advanced Computing and Analysis Techniques in Physics Research, Fermilab, IL, October 2000.

[22] E.E. Boos and L.V. Dudko, "Singularities of Feynman Diagrams and Optimal Kinematic Variables for Neural Networks", DØ Note 3612, February 1999.

[23] L. Dudko for the D0 and CDF collaborations, "Search for Single Top Quark Production at the Tevatron" In Proceedings of 35th Rencontres de Moriond QCD, Les Arcs, France, March 2000;

[24] L. Dudko for the D0 collaboration, "Use of Neural Networks in a Search for Single Top Quark Production with the DZero Detector at

the Fermilab Tevatron Collider", In Proceedings of VI International Workshop On Artificial Intelligence in High Energy and Nuclear Physics, Crete, April, 1999

[25] E. Boos, M. Dubinin and L. Dudko, "Higgs boson production under the resonance threshold at LEP II," Int. J. Mod. Phys. **A11**, 5015 (1996) [hep-ph/9602220].

[26] D. Dicus and S. Willenbrock, Phys. Rev. **D34**, 155 (1986); C.-P. Yuan, Phys. Rev. **D41**, 42 (1990); G. V. Jikia and S. R. Slabospitsky, Phys. Lett. **B295**, 136 (1992); R. K. Ellis and S. Parke, Phys. Rev. **D46**, 3785 (1992); G. Bordes and B. van Eijk, Z. Phys. **C57**, 81 (1993); D. O. Carlson and C.-P. Yuan, Phys. Lett. **B306**, 386 (1993); G. Bordes and B. van Eijk, Nucl. Phys. **B435**, 23 (1995); S. Cortese and R. Petronzio, Phys. Lett. **B253**, 494 (1991); D.O. Carlson, E. Malkawi, and C.-P. Yuan, Phys. Lett. **B337**, 145 (1994); T. Stelzer and S. Willenbrock, Phys. Lett. **B357**, 125 (1995); R. Pittau, Phys. Lett. **B386**, 397 (1996); M. Smith and S. Willenbrock, Phys. Rev. **D54**, 6696 (1996); D. Atwood, S. Bar-Shalom, G. Eilam, and A. Soni, Phys. Rev. **D54**, 5412 (1996); C. S. Li, R. J. Oakes, and J. M. Yang, Phys. Rev. **D55**, 1672 (1997); C. S. Li, R. J. Oakes, and J. M. Yang, Phys. Rev. **D55**, 5780 (1997); G. Mahlon, S. Parke, Phys. Rev. **D55**, 7249 (1997); A. P. Heinson, A. S. Belyaev, and E. E. Boos, Phys. Rev. **D56**, 3114 (1997); T. Stelzer, Z. Sullivan, and S. Willenbrock, Phys. Rev. **D56**, 5919 (1997); T. Tait and C.-P. Yuan, MSUHEP-71015, hep-ph/9710372; D. Atwood, S. Bar-Shalom, G. Eilam, and A. Soni, Phys. Rev. **D57**, 2957 (1998); T. Stelzer, Z. Sullivan, and S. Willenbrock, Phys. Rev. **D58** 094021 (1998); A. Belyaev, E. Boos, and L. Dudko, Phys. Rev. **D59**, 075001 (1999), hep-ph/9806332.

[27] G.V. Jikia and S.R. Slabospitsky, Phys. Lett B**295**, 136 (1992).

[28] E. Malkawi and T. Tait, Phys. Rev. D **54** (1996), 5758; T. Han and J.L. Hewett, Phys. Rev. D **60** (1999) 074015; S. Bar-Shalom and J. Wudka, Phys. Rev. D**60** (1999) 094016.

[29] M. Carena, J. S. Conway, H. E. Haber, J. D. Hobbs, *et al* hep-ph/0010338

[30] T.Tait, C.-P.Yuan, hep-ph/9710372

[31] T.Tait, C.-P.Yuan CERN-TH/2000-224

[32] A.Belyaev, E.Boos CERN-TH/2000-093

[33] E.E. Boos, M.N. Dubinin, V.A. Ilyin, A.E. Pukhov, and V.I. Savrin, INP MSU 94-36/358 and SNUTP-94-116, hep-ph/9503280; P. Baikov *et al.*, in Proc. of the Xth Int. Workshop on High Energy Physics and Quantum Field Theory, QFTHEP-95, ed. by B. Levtchenko and V. Savrin, (Moscow, 1995), p. 101.

[34] T. Sjöstrand, Comput. Phys. Commun. **82**, 74 (1994).

[35] G. Marchesini *et al.*, Comput. Phys. Commun. **67**, 465 (1992).

[36] S.Kawabata, Comp.Phys.Comm. **41** (1996) 127;

[37] M.C. Smith and S. Willenbrock, Phys. Rev. D **54**, 6696 (1996).

[38] T. Stelzer, Z. Sullivan, and S. Willenbrock, Phys. Rev. D **56**, 5919 (1997).

[39] D.O. Carlson and C.-P. Yuan, "Studying the Top Quark via the W-Gluon Fusion Process", Phys. Lett. **B306**, 386 (1993).

[40] T. Stelzer, Z. Sullivan, and S. Willenbrock, Phys. Rev. **D58** 09402 (1998).

[41] V. Ilyin *et al.* "CompHEP– PYTHIA interface" (to appear as CMS Note)

[42] D.Green, K.Maeshima, R.Vidal, J.Womersley, W.Wu; `CMS Note 1999/048`

[43] G.Mahlon S.Parke Phys. Lett. B**476** (2000)

[44] M. Jeżabek and J.H. Kühn, Phys. Lett. B**329** (1994) 317-324

[45] TeV-2000 Study Group (D. Amidei et al.), FERMILAB-PUB-96-082.

[46] J. Ohnemus , Phys. Rev. D **44**, 3477 (1991)

[47] T. Han and S. Willenbrock, Phys.Lett B**273**, 167 (1991)
J.Ohnemus and W.J.Stirling, Phys.Rev. D**47**, 2722(1993)
H. Baer, B. Baiely and J. Owens, Phys.Rev. D**47**, 2730 (1993)

[48] E. Laenen, J. Smith, and W.L. van Neereven, Nucl. Phys. B**369**, 54 (1992); Phys. Lett.B **321**, 254 (1994)
E.L. Bereger and H.Contopanagos, Phys. Lett.B **361**, 115 (1995); Phys. Rev. D **54** 3085 (1996)
S .Catani, M Mangano, P. Nason, and L. Trentadue, Phys. Lett.B **378**, 329 (1996); Nucl. Phys.B **478**, 273 (1996)

[49] D0 Collaboration (S. Abachi et al.), Phys. Rev. D**52**, 4877 (1995)

[50] A.P. Heinson, A.S. Belyaev, E.E. Boos, Phys. Rev. D**56**, 3114 (1997)

[51] F. Abe *et al.*, (CDF Collaboration), Phys. Rev. Lett. **D74**, 2626 (1995); S. Abachi *et al.*, (D0 Collaboration), Phys. Rev. Lett. **D74**, 2632 (1995); P. Grannis, plenary talk at the International Conference on High Energy Physics, Warsaw, 1996.

[52] A. Blondel, plenary talk at the International Conference on High Energy Physics, Warsaw, 1996, CERN Report No. LEPEWWG/96-02.

[53] R. D. Peccei and X. Zhang, Nucl. Phys. **B337**, 269 (1990); R. D. Peccei, S. Peris, and X. Zhang, Nucl. Phys. **B349**, 305 (1991).

[54] E. Boos, A. Pukhov, M. Sachwitz, and H. J. Schreiber, Z. Phys. **C75**, 237 (1997); Phys. Lett. **B404**, 119 (1997).

[55] J.-J. Cao, J.-X. Wang, J.-M. Yang, B.-L. Young, and X. Zhang, Phys. Rev. **D58** 094004 (1998).

[56] M. Smith and S. Willenbrock, Phys. Rev. **D54**, 6696 (1996); T. Stelzer, Z. Sullivan, and S. Willenbrock, Phys. Rev. **D56**, 5919 (1997).

[57] A. P. Heinson, A. S. Belyaev, E. E. Boos, Phys. Rev. **D56**, 3114 (1997).

[58] A. Belyaev, E. Boos, and L. Dudko, Phys. Rev. **D59**, 075001 (1999), hep-ph/9806332.

[59] T. Stelzer, Z. Sullivan, and S. Willenbrock, Phys. Rev. **D58** 09402 (1998).

[60] N. V. Dokholyan and G. V. Jikia, Phys. Lett. **B336**, 251 (1994); E. E. Boos *et al.*, Z. Phys. **C70**, 255 (1996).

[61] A. Stange, W. Marciano, and S. Willenbrock, Phys. Rev. **D50**, 4491 (1994); A. Belyaev, E. E. Boos, and L. Dudko, Mod. Phys. Lett. **A10**, 25 (1995).

[62] V. A. Ilyin, D. N. Kovalenko, and A. E. Pukhov, Int. J. Mod. Phys. **C7**, 761 (1996); D. N. Kovalenko and A. E. Pukhov, Nucl. Instrum. and Meth. **A389**, 299 (1997).

[63] H. Lai, J. Huston, S. Kuhlmann, F. Olness, J. Owens, D. Soper, W.-K. Tung, and H. Weerts (CTEQ Collaboration), Phys. Rev. **D55**, 1280 (1997).

[64] W. Buchmüller and D. Wyler, Nucl. Phys. **B268**, 621 (1986); K. Hagiwara, S. Ishihara, R. Szalarski, and D. Zeppenfeld, Phys. Rev. **D48**, 2182 (1993); K. Hagiwara, R. Szalarski, and D. Zeppenfeld, Phys. Lett. **B318**, 155 (1993); B. Grzadkowski and J. Wudka, Phys. Lett. **B364**, 49 (1995); G. J. Gounaris, F. M. Renard, and N. D. Vlachos, Nucl. Phys. **B459**, 51 (1996).

[65] K. Whisnant, J. M. Yang, B.-L. Young, and X. Zhang, Phys. Rev. **D56**, 467 (1997).

[66] C. Caso *et al.*, Particle Data Group, Eur. Phys. J. **C3**, 1 (1998).

[67] M. Alam *et al.*, CLEO Collaboration, Phys. Rev. Lett. **74**, 2885 (1995).

[68] G.L. Kane, G.A. Ladinsky, and C.-P. Yuan, Phys. Rev. **D45**, 124 (1992).

[69] S. Abachi *et al.* (DØ Collaboration), Nucl. Instrum. Methods A **338**, 185 (1994).

[70] P. Bhat hep-ex/9507007; "Bayesian Analysis of Multi-Source Data" P. Bhat, H. Prosper, S. Snyder, FERMILAB-Pub-96/397; A. Mirles and P. Bhat DØ Note 2669.

[71] Scientific American, 1979, vol.241, p3; Русский перевод: Мозг.М.:Мир,1984

[72] "Применение нейронных сетей в экспериментальной физике" И.В. Кисель, В.Н. Нескромный, Г.А. Ососков Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1993, Том 24, Выпуск 6; ОИЯИ УДК 681.322

[73] "Думал ли Гильберт о нейронных сетях?" Т. Струнков, PC Week RE, 13/1999

[74] Hornick, Stinchcombe, White. Multilayer Feedforward Networks are Universal Approximators. Neural Networks, 1989, v. 2, 5. Cybenko. Approximation by Superpositions of a Sigmoidal Function. Mathematical Control Signals Systems, 1989, 2. Funahashi. On the Approximate Realization of Continuous Mappings by Neural Networks. Neural Networks, 1989, v. 2, 3.

[75] J.J. Hopfield Proc.Nat.Acad.Sci. USA, 1982, vol.79, p.2554.;
J.J. Hopfield Proc.Nat.Acad.Sci. USA, 1982, vol.81, p.3088.;
J.J. Hopfield Proc.Nat.Acad.Sci. USA, 1982, vol.84, p.8429.;

S. Amari IEEE Trans.Syst., Man.Cybern., 1983, vol.13, p.799;
J.A. Anderson IEEE Trans.Syst., Man.Cybern., 1983, vol.13, p.799;
T. Kohonen Self-organization and Associative Memory. 3-d Edition. Berlin: Springer-Verlag, 1990;
T. Kohonen Neural Networks, 1988, vol.1, p.3

[76] MLPfit v1.40, J. Schwindling, B. Mansoulie, `http://home.cern.ch/schwind/MLPfit.html`

[77] "A Stochastic Approximation Method", H. Robbins and S. Monro, Annals of Math. Stat. 22(1951), p.400

[78] "A Hybrid Linear/Nonlinear Training Algorithm for Feedforward Neural Networks", S. McLoone *et al.*, IEEE Transactions on Neural Networks, vol. 9, n 4(1998), p.669

[79] T. Stelzer, Z. Sullivan, and S. Willenbrock,"*Single Top Quark Production via W-Gluon Fusion at Next-to-Leading Order*", Phys. Rev. D **56**, 5919 (1997). По нашей просьбе вычисления были адаптированы к новой структурной функции CTEQ5M1 и последнему значению массы топ кварка $m_t = 174.3$ ГэВ.

[80] M.C. Smith and S. Willenbrock,"*QCD and Yukawa Corrections to Single Top Quark Production via* $q\bar{q}\to t\bar{b}$", Phys. Rev. D **54**, 6696 (1996). По нашей просьбе Brian Harris адаптировал вычисления к новой структурной функции CTEQ5M1 и последнему значению массы топ кварка $m_t = 174.3$ ГэВ.

[81] Alexander Belyaev, private calculation using CompHEP.

[82] J. Ohnemus, "Order-α_s Calculation of Hadronic W^-W^+ Production", Phys. Rev. D **44**, 1403 (1991).

[83] J. Ohnemus, "Order-α_s Calculation of Hadronic $W^\pm Z$ Production", Phys. Rev. D **44**, 3477 (1991).

[84] H.L. Lai *et al.*, Eur. Phys. J. **C12** (2000) 375. See "Note added in proof" for CTEQ5M1.

[85] E. Boos, L. Dudko, and T. Ohl, "Complete Calculations of $Wb\bar{b}$ and $Wb\bar{b}$+jet Production at the Tevatron and LHC: Probing Anomalous Wtb Couplings via Single Top", hep-ph/9903215, March 1999.

[86] A. Belyaev, E. Boos, L. Dudko, "Light and Intermediate Higgs Boson Search at Tevatron Energies", *Mod. Phys. Lett.* **A 10** (1995) 25.
A. Belyaev, E. Boos, L. Dudko, "Single top quark and light Higgs boson at Tevatron" Talk given at 32nd Rencontres de Moriond: Electroweak Interactions and Unified Theories, Les Arcs, France, 15-22 Mar 1997, hep-ph/9804328.

[87] E.Boos, M.Sachwitz, H.J.Schreiber, S.Shichanin, Z.Phys. C61 (1994) 675
G.Montagna, O.Nicrosini, F.Piccinini, Phys.Lett. B348 (1995) 496

[88] M.Dubinin, V.Edneral, Y.Kurihara, Y.Shimizu, Phys.Lett. B329 (1994) 379
E.Boos, M.Sachwitz, H.J.Schreiber, S.Shichanin, Int.J.Mod.Phys. A10 (1995) 2067

[89] E.Boos, M.Sachwitz, H.J.Schreiber, S.Shichanin, Z.Phys. C64 (1994) 391

[90] J.D.Bjorken, in: Proc.of Summer Institute on Particle Physics, ed.by M.Zipf, Stanford, 1976
J.Ellis, M.K.Gaillard, D.V.Nanopoulos, Nucl.Phys. B106 (1976) 292
B.L.Ioffe, V.A.Khoze, Phys.Elem.Part.At.Nucl.(USSR) 9 (1978) 118

[91] D.R.T.Jones, S.T.Petcov, Phys.Lett. B84 (1979) 440
G.Altarelli, B.Mele, F.Pitolli, Nucl.Phys., B287 (1987) 205

[92] E.Boos, M.Dubinin, Phys.Lett. B308 (1993) 147

[93] W.Kilian, M.Kramer, P.Zerwas, DESY preprint 95-216, 1995 (hep-ph/9512355)

[94] D.Bardin, A.Leike, T.Riemann, Nucl.Phys. B, Proc.Suppl. 37B (1994) 274
D.Bardin, A.Leike, T.Riemann, Phys.Lett. B344 (1995) 383
D.Bardin, A.Leike, T.Riemann, Phys.Lett. B353 (1995) 513

[95] F.A.Berends, R.Pittau, R.Kleiss, Nucl.Phys. B424 (1994) 308
T.Ishikawa, T.Kaneko, K.Kato, S.Kawabata, Y.Shimizu, H.Tanaka, KEK report 92-19, 1993

[96] A.Aeppli, F.Cuypers, Geert van Oldenborgh, Phys.Lett., B314 (1993) 413
E.Argyres, W.Beenakker, Geert van Oldenborgh, A.Denner, S.Dittmaier, J.Hoogland, R.Kleiss, C.Papadopoulos, G.Passarino, INLO-PUB-8/95 (hep-ph/9507216)

[97] Z.Kunszt, W.Stirling, Phys.Lett., B242 (1990) 507
N.Brown, Z.Phys., C49 (1991) 657